

INFRAROTMESSTECHNIKEN IN DER OTTO-MOTOREN-FORSCHUNG

Vom Fachbereich Maschinenbau an der Technischen Universität Darmstadt
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktor der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.) genehmigte

DISSERTATION

vorgelegt von Dipl. Phys. Hendrik Gölzke
aus Altdöbern

Berichterstatter:	Prof. Dr. rer. nat. A. Dreizler, TU Darmstadt
Mitberichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. R. Kneer, RWTH Aachen
Tag der Einreichung:	14.04.2016
Tag der mündlichen Prüfung	05.07.2016

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine, außer der genannten Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Stuttgart, 24.07.2016

Ort, Datum

Hendrik Golzke

Kurzzusammenfassung

Die Abnahme der weltweiten Ölvorräte und die zunehmende Erwärmung unserer Erdatmosphäre stellen aktuelle Mobilitätskonzepte vor eine große Herausforderung. Eine Effizienzsteigerung von Otto-Motoren kann mittelfristig für eine Lösung sorgen und Wissenschaft und Industrie mehr Zeit bei der Entwicklung von Alternativen einräumen. Methoden, die die Effizienz von Otto-Motoren steigern können, wie zum Beispiel die Benzindirekteinspritzung, sorgen für einen größeren Aufwand bei der Motorenentwicklung. Damit Entwicklungszyklen trotzdem schnell und kostengünstig gehalten werden, müssen experimentelle Tests durch Simulationen ersetzt werden. Diese Arbeit liefert mit der Kombination von Infrarot-Diagnostik und Themen der Motorenentwicklung neue Techniken zum Abgleich von Simulation und Experiment und trägt damit zur Verbesserung der Voraussagekraft von strömungsmechanischen Rechnungen bei.

Es wird dazu ein verbessertes differentielles Infrarotthermographie-Verfahren zur Temperaturmessung von Sprays anhand ihrer thermischen Strahlung vorgestellt. Gerade bei der Bewertung des Phasenübergangs ist es essentiell, die auftretenden Temperaturen korrekt vorherzusagen. Die Aufnahme mehrerer Referenztemperaturen und die Einführung einer mehrstufigen Kalibrierung erhöhen die Genauigkeit des Verfahrens und die Geschwindigkeit mit der es durchgeführt werden kann.

Neben der Anwendung der differentiellen Infrarotthermographie an Sprays wird auch erstmals eine numerische Strömungsmechaniksimulation mit anschließendem Ray-Tracing dazu benutzt, die Aussagekraft der Temperaturmessungen zu bewerten und den Einfluss von Störgrößen vorhersagen zu können. Hierbei wird insbesondere der Beitrag von Streuung zur gemessenen Temperatur bewertet und dargelegt. Streuung sorgt bei Messungen an Sprays für einen systematischen Fehler der gemessenen Temperatur in Richtung der Temperatur der Wände der Spraykammer. Dies bedeutet, dass auch Messungen eines Sprays in einer gekühlten Kammer Abweichungen der gemessenen und realen Spray-Temperatur aufweisen. Dieser Fehler kann durch eine Angleichung von Wand- an Spraytemperatur oder durch einen Wellenlängenfilter minimiert werden.

Desweiteren wird zum ersten Mal das Verfahren der differentiellen Infrarotthermographie zur Messung der Temperaturverteilung von Methaneinblasungen genutzt. Hierbei gibt es aufgrund der sich stark mit der Wellenlänge ändernden Emissivität von Methan einige Besonderheiten zu beachten. In der Arbeit wird gezeigt, dass trotzdem eine Temperaturmessung möglich ist und im Vergleich mit etablierten Verfahren zur kontaktlosen Temperaturmessung an Gasen, wie der laserinduzierten Fluoreszenz, ähnliche Werte liefert.

Zusätzlich wird eine neue Methode zur zweidimensionalen Visualisierung der Mischung von Abgas und Frischluft im Zylinder eines Otto-Motors vorgestellt. Als Messmethode dient dazu die Absorption von Nahinfrarotlicht einer Wellenlänge. Für die Vorhersage der Zündfähigkeit eines Gemisches ist es wichtig, den Anteil und die räumliche Verteilung des Abgases im Zylinder zu kennen. Dabei wird nicht ein möglichst genaues Verfahren entwickelt, sondern ein Verfahren mit möglichst einfacher und robuster zweidimensional aufgelöster Visualisierung erreicht. Ein Vergleich mit der laserinduzierten Fluoreszenz, einem der momentanen Standards zur Visualisierung des Abgas-Luft-Gemisches, rundet die Bewertung des Verfahrens ab. Auch hier wird nachgewiesen, dass das neuartige und das klassische Verfahren ähnliche Werte liefern. Die systematischen Fehler einer quantitativen Messung des Anteils an Abgas für die Infrarotabsorption sind kleiner als bei der laserinduzierten Fluoreszenz, denn das Verfahren hat den Vorteil ohne Tracer auszukommen und direkt auf die Menge an Abgas empfindlich zu sein.

Auf unterschiedlichste Weise können so die Vorteile und die Grenzen von Infrarotmesstechniken in der Otto-Motoren-Forschung gezeigt werden. Der Weiterentwicklung und Bewertung von Messmethoden gilt dabei der Fokus dieser Arbeit.

Abstract

The decrease of the global oil reserves and the ongoing temperature rise of our atmosphere, poses a challenge for current mobility concepts. An efficiency increase of spark-ignition engines would provide a mid-term solution. It would buy scientists and engineers more time to develop alternatives. Methods that could increase the efficiency, such as gasoline direct injection, increase the development effort for engines. Thus, experimental tests have to be replaced by simulations in order to keep development cycles short and inexpensive. This work combines infrared diagnosis with engine research to create new procedures for a comparison of experiment and simulation. Thereby the forecasting power of computational fluid-dynamics can be increased in future applications.

An improved differential infrared thermography method for the temperature measurements of sprays based on their thermal radiation is introduced to improve the experimental knowledge of the spray. Especially for the evaluation of evaporation it is essential to predict the correct temperature. The evaluation of multiple reference temperatures and the introduction of a multi-step calibration increase the accuracy and precision of the technique and decrease the measurement time.

Besides the application of differential infrared thermography to sprays, computational fluid-dynamics with subsequent ray tracing is used to assess temperature measurements. Additionally, this can be used to predict the influence of disturbance variables. Especially the influence of scattering on the measured temperature is evaluated and explained. For spray measurements, scattering causes a systematic error of the determined temperature towards the wall temperature of the pressure chamber. This error can be minimised by minimising the temperature difference or by the selection of an appropriate wavelength filter.

Furthermore, differential infrared thermography is used for the first time to measure temperature distributions within methane injections. The thermography of methane has some special features that need to be taken in consideration due to strong dependence of the emissivity on the wavelength. Within the thesis, it is shown that temperature measurements are nevertheless feasible. Differential infrared thermography obtains similar results as for established contactless temperature measurements of gases such as laser-induced fluorescence.

A new method to visualise two-dimensional mixtures of exhaust gasses and fresh air within the cylinder of a spark-ignition engine is presented. The measurement is based on the absorption of near infrared radiation of a single wavelength. In order to predict the ignitability, it is important to know the ratio and distribution of exhaust gas within the cylinder. Rather than aiming for high accuracy and precision, the experimental method is designed to be robust at two-dimensional visualisation and easily set-up. A comparison to laser-induced fluorescence - the current standard to visualise exhaust-air-mixtures - complements the evaluation of the measurement principle. It is shown that the new and traditional technique yield similar values. The systematic errors in quantitative measurements are lower for infrared absorption than for laser-induced fluorescence, because the former does not need a tracer and is directly sensitive on the exhaust gas.

The advantages of infrared measurements methods can be shown in various aspects of spark-ignition research. This thesis is focussed on the development and evaluation of corresponding measurements techniques.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische und technische Grundlagen	3
2.1	Messtechniken	3
2.1.1	Infrarotspektroskopie	3
2.1.2	Laserinduzierte Fluoreszenz	5
2.1.3	Infrarotthermographie und Schwarzkörperstrahlung	7
2.1.4	Differentielle Infrarotthermographie	8
2.2	Detektoren	12
2.2.1	Infrarotdetektoren	12
2.2.2	Kameraparameter	13
2.3	Mie-Streuung	14
2.4	Technische Grundlagen	16
2.4.1	Gasdüsen	16
2.4.2	Sprays	17
2.4.3	Verdampfungsmodelle	17
2.4.4	Verbrennungskraftmaschinen	19
3	Messung der Abgasrückführung am Transparentmotor	21
3.1	Messmethoden	21
3.1.1	Infrarotabsorption	22
3.1.2	Laserinduzierte Fluoreszenz	30
3.2	Räumliche Visualisierung	32
3.3	AGR-Quantifizierung	34
3.4	Fehleranalyse	37
3.5	Zusammenfassung	39
4	Temperaturmessungen der Benzindirekteinspritzung und der Methandirekteinblasung	41
4.1	Vorüberlegungen	41
4.1.1	Scheibenauswahl	41
4.1.2	Aufbau	43
4.1.3	Implementierung des DIT-Algorithmus	45
4.2	BDE-Sprays	47
4.3	Methan-Gasstrahlen	53
4.3.1	Temperaturmessungen mit laserinduzierter Fluoreszenz	54
4.3.2	DIT	62
4.4	Zusammenfassung	68
5	Simulativ und experimentell ermittelte Temperaturverteilungen in Sprays	69
5.1	Aufbau: Simulationsumgebung	69
5.1.1	AVL Fire	69
5.1.2	Ray-Tracing	70
5.2	Ergebnisse der Simulation	73
5.2.1	Vergleich von Simulation und Experiment	74
5.2.2	Aussagekraft der DIT	75
5.3	Streuung	82
5.4	Genauigkeit der DIT	85
5.5	Zusammenfassung	87
6	Zusammenfassung und Ausblick	89

Anhang	97
1 Matlab-Quelltext für DIT-Auswertung	97
2 C++ Quelltext für Ray-Tracing	99

Tabellenverzeichnis

2.1	Gemeinsamkeiten und Unterschiede der verschiedenen Verdampfungsmodelle	18
2.2	Stoffdaten für Referenzkraftstoff CEC RF-02-03	20
3.1	Die Parameter der eingesetzten Transparentmotoren	22
3.2	Die spektroskopischen Daten des verwendeten Überganges nach [Hitran12]	23
4.1	Die Kennwerte verschiedener Materialien für IR-transparente Fenster	44
4.2	Die Verdampfungskennwerte von Ethanol, n-Heptan und n-Hexadekan	49
5.1	Die wichtigsten Stoffdaten von n-Heptan bei 3,4 μm mit Angabe der verwendete Quelle	73

Abbildungsverzeichnis

2.1	Absorptionsspektren von gasförmigem Methan, Wasser und Kohlendioxid	4
2.2	Gauß-, Lorentz- und zugehöriges Voigtprofil	5
2.3	Emissionsspektrum für Toluol bei einer Anregung bei 266 nm für verschiedene Gastemperaturen	6
2.4	Intensitätsverhältnis der Fluoreszenz von Toluol	6
2.5	Fluoreszenzausbeute von 3-Pentanon pro Volumen	7
2.6	Photonenverteilung eines Schwarzkörperstrahlers für verschiedene Temperaturen	8
2.7	Schematische Darstellung der DIT für drei Hintergrundtemperaturen	9
2.8	Beispielhafte Temperatur- und Dichteverteilungen und daraus resultierende DIT-Temperatur	11
2.9	Wirkungsquerschnitte von Absorption, Streuung und Extinktion für n-Heptan-Tropfen	15
2.10	Normierter differentieller Wirkungsquerschnitt von n-Heptan-Tropfen verschiedenen Radius	15
2.11	Machscheiben hinter einer Überschalldüse	16
3.1	Optischer Zugang der benutzten Motoren	22
3.2	Linienstärken von Wasser, Methan, Kohlenmonoxid und Kohlendioxid	23
3.3	Absorption von gasförmigem Wasser in Luft für verschiedene Drücke und Temperaturen	23
3.4	Spektrum von gasförmigem Wasser in Luft	24
3.5	Spektrum eines Absorptionsüberganges von gasförmigen Wasser in Luft mit steigendem Gasdruck	25
3.6	Versuchsaufbau am Transparentmotor	26
3.7	Ray-Tracing des Glasrings des Transparentmotors für parallele und divergente Beleuchtung	26
3.8	Gemessene Laserintensität mit aus- und eingeschaltetem Despeckler	27
3.9	Photographie des Despecklers mit einem Meterstab als Skala	28
3.10	Flussdiagramm des Auswertalgorithmus für IR-Absorption	29
3.11	Beispielhaftes Rohbild der Kamera	29
3.12	Errechnete Absorption des Lasers, resonant auf einer Absorptionslinie	30
3.13	Errechnete Absorption des Lasers, nicht-resonant zu den Absorptionslinien	30
3.14	Aufbau der LIF-Messtechnik am Transparentmotor	31
3.15	AGR-Verhältnis während Ansaugung mit und ohne Tumble bestimmt mit IR-Absorption	32
3.16	AGR-Verhältnis während Ansaugung mit und ohne Tumble bestimmt mit LIF	33
3.17	Mittlere Wasserkonzentration über dem Kurbelwinkel	34
3.18	Mittlere AGR-Rate über dem Saugrohrdruck	35
3.19	Mittlere Wasserkonzentration über Lambda	36
3.20	Wasserkonzentration kurz nach dem unteren Totpunkt für aufeinanderfolgende nichtgefeuerte Zyklen	36
3.21	Allanvarianz normiert auf den quadrierten Mittelwert für ein einzelnes Pixel	37
4.1	Ray-Tracing eines Hohlkegelsprays mit vertikalem Temperaturgradienten	42
4.2	Draufsicht des Messaufbaus für DIT an der Druckkammer	43
4.3	Spektrum von dampfförmigem n-Heptan bei Raumtemperatur	44
4.4	Draufsicht des Messaufbaus für LIF an der Druckkammer	45
4.5	Filterkombination für Toluol-LIF	45
4.6	Referenzkalibrierung der Kamera	46
4.7	Beispielhafte Intensitätsdifferenz über der Hintergrundintensität eines Pixels	47
4.8	DIT-Bilder von n-Heptan mit und ohne Wellenlängenfilter	47
4.9	DIT-Bilder von einem Ringspaltventil mit und ohne Wellenlängenfilter	48
4.10	DIT-Bilder von n-Heptan bei verschiedenen Gasbedingungen	49
4.11	DIT-Bilder verschiedener Kraftstoffe	49
4.12	Axialprofile der Emissivität von E10 für verschiedene Zeitpunkte nach der Einspritzung	50
4.13	Axialprofile der DIT-Temperatur von E10 für verschiedene Zeitpunkte nach der Einspritzung	50
4.14	DIT-Bilder einer Einspritzung von E10	51
4.15	Intensitätsdifferenz einer Einspritzung von n-Heptan bei einer Wandtemperatur von 420 K und 400 K	53

4.16	Laser-Absorptionsmessung einer Methaneinblasung für variierenden Kraftstoffdruck	54
4.17	Kalibrierung des LIF-Intensitätsverhältnisses bei verschiedenen Kammerwandtemperaturen	55
4.18	Histogramm der Temperaturverteilung	56
4.19	Auf die Integrationszeit normierte Intensität für verschiedene Verstärkungsstufen	56
4.20	Abweichung der für die Kalibrierung benutzten Bildpunkte von ihrer ursprünglichen Position im Bild .	57
4.21	Rohbilder und entzerrte Bilder mit gleichem Ausschnitt für beide Kameras	57
4.22	Mittlere Intensität kurz nach Beginn der Einblasung in einem Bereich unter dem Injektor	58
4.23	Penetration des Gasjets für verschiedene Zeitpunkte nach optischem Beginn der Einblasung	59
4.24	Temperatur für verschiedene Zeitschritte einer Methan- oder Stickstoffeinblasung mit Queranblasung .	60
4.25	Temperatur für verschiedene Raildrücke und Umgebungstemperaturen einer Methaneinblasung	61
4.26	Absorptionsspektrum von reinem Methan unter atmosphärischen Bedingungen	62
4.27	Mittleres Intensitätsverhältnis für Methan berechnet für verschiedene Absorptionslängen	62
4.28	DIT-Bild einer Methaneinblasung in voller Kameraauflösung	63
4.29	Axialprofile der Emissivität einer Methaneinblasung mit Queranblasung	64
4.30	Axialprofile der DIT-Temperatur einer Methaneinblasung mit Queranblasung	64
4.31	Axialprofile der Emissivität für verschiedene Umgebungstemperaturen und Kraftstoffdrücke	65
4.32	Temperatur einer Methaneinblasung für DIT und LIF	65
4.33	Temperatur einer Methaneinblasung für DIT und LIF, Ausschnitt unter Injektor	66
4.34	Temperatur einer Methaneinblasung für DIT und LIF	67
5.1	Für die Simulation genutzte Tropfengrößenverteilungen	70
5.2	Vergleich von simulierten und experimentell bestimmten Spraykeulen	71
5.3	Visualisierung des inversen Ray-Tracing	73
5.4	Experimentelle und simulierte IR-Bilder	74
5.5	Vergleich von simulierten und experimentellen DIT-Bildern einer n-Heptan-Einspritzung	74
5.6	Einfluss der Streuordnung auf die scheinbare Temperatur	76
5.7	Einfluss der Wandtemperatur auf die scheinbare Temperatur	77
5.8	Einfluss der Tropfengrößenverteilung auf die DIT-Temperatur	77
5.9	Realteil und negativer Imaginärteil des Brechungsindex von n-Heptan	78
5.10	Einfluss des Brechungsindex auf die DIT-Temperatur	79
5.11	Einfluss des Gasabsorption auf die DIT-Temperatur	80
5.12	Einfluss des Verdampfungsmodells auf die DIT-Temperatur	81
5.13	Einfluss der Injektortemperatur in Simulation und Experiment	82
5.14	Simulierte Streuung an Tropfen einer Größe für verschiedene optische Dichten	83
5.15	Simulierte Streuung an Tropfen variabler Größe für verschiedene optische Dichten	84
5.16	Extinktion, Absorption und Streuung einer Tropfengrößenverteilung für verschiedene optische Dichten	85
5.17	Einspritzung von n-Heptan in eine heiße Umgebung und die dabei ermittelten Unsicherheiten	86

Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Erklärung
AGR	Abgasrückführung
a.u.	Beliebige Einheit (arbitrary unit)
CFD	Numerische Strömungsmechanik (computational fluid dynamics)
DIT	Differentielle Infrarotthermographie
IR	Infrarot
LIF	Laserinduzierte Fluoreszenz
LWIR	Fernes Infrarot (long wavelength infrared)
MWIR	Mittleres Infrarot (mid wavelength infrared)
ppm	Millionstel (parts per million)
SMD	Sauterdurchmesser (Sauter mean diameter)
SWIR	Nahes Infrarot (short wavelength infrared)
TDLAS	Absorptionsspektroskopie mittels durchstimmbarer Laserdioden (tunable diode laser absorption spectroscopy)

1 Einleitung

„Mobilität ist ein elementares Bedürfnis der Menschen in modernen Gesellschaften. Mobilität ist ein Teil unserer Freiheit und unserer Lebensqualität.“¹

Unsere heutige Mobilität, die vor allem Dank der Erfindung des Hubkolben-Motors im 19. Jahrhundert und des Abbaus großer Teile der weltweiten Ölvorräte ermöglicht wurde, steht mittel- und langfristig vor großen Herausforderungen. Der momentane Ölverbrauch unserer Gesellschaft übertrifft die Bildungsrate von neuem Erdöl. Die Emission großer Mengen Kohlendioxid und anderer Treibhausgase durch Mobilität, Stromerzeugung und Heizung sorgen für klimatische Veränderungen [SQP13]. Weiterhin leiden unsere Innenstädte unter einer starken Belastung durch verkehrsbedingte Emissionen wie Feinstaub [May99].

Bei der Entwicklung von Antrieben auf Basis von Verbrennungskraftmaschinen, beispielsweise dem Otto- oder Diesel-Motor, herrscht ein Zielkonflikt bezüglich Leistung, Emissionen und Kraftstoffverbrauch vor. Hierbei stehen zudem die Ziele des Einzelnen (beispielsweise möglichst hohe Leistung) den Zielen der Gesellschaft (möglichst wenig Emissionen) entgegen. Politische Rahmenbedingungen, wie die Abgasgesetzgebung nach der Euro-6-Norm, setzen hier einige Anforderungen an die Hersteller von Kraftfahrzeugen.

Unabhängig von der Automobilindustrie führen permanente Fortentwicklungen in der Halbleiter- und Telekommunikationsindustrie dazu, dass immer bessere Messgeräte für Infrarotstrahlung zur Verfügung stehen. Mittlerweile muss diese Strahlung nicht mehr wie bei Ihrer Entdeckung durch Herschel zum Ende des 18. Jahrhunderts über ein Prisma aufgeteilt und mit einem Thermometer nachgewiesen werden [Her00]. Leistungsfähige Infrarotkameras und Nahinfrarotlaser auf Grundlage von Telekommunikationsequipment sorgen dafür, dass eine Reihe von neuen Anwendungsbereichen möglich geworden sind.

Diese Arbeit hat sich als Ziel gesetzt, die Möglichkeiten von Infrarotmesstechniken am Otto-Motor aufzuzeigen. Dabei geht es nicht um eine generelle Machbarkeitsstudie, sondern darum, die konkrete Anwendung von neuen Messtechniken auf bestehende Probleme umzusetzen. Im Allgemeinen sollte dazu zwischen zwei grundsätzlich verschiedenen Ansätzen von Infrarot-Messtechniken unterschieden werden. Zum einen beschäftigt sich ein großer Teil der Forschung auf dem Bereich Infrarot mit Thermographie. Hierbei handelt es sich um eine Messmethode, die auf der durch Planck erklärten Wärme-

strahlung beruht [Pla00]. Jeder Körper über 0K sendet elektromagnetische Strahlung aus. Die Leistung skaliert dabei mit der Temperatur, womit über eine Leistungsmessung eine berührungslose Temperaturmessung möglich wird. Zum anderen bietet sich Infrarotstrahlung gut zum Identifizieren von Molekülen an. Hierbei wird ausgenutzt, dass elektromagnetische Strahlung mit manchen Molekülschwingungen wechselwirkt und dabei Strahlung absorbiert und emittiert werden kann. Bei einigen Wellenlängen existieren günstige Laser mit schmaler Bandbreite aus der Telekommunikationsindustrie. Diese werden genutzt, um einzelne Absorptionslinien zu vermessen und so sehr effektiv die Konzentration und Art von vielen Molekülen in der Gasphase zu bestimmen.

Parallel zur Forschung auf dem Gebiet der Infrarotstrahlung existieren zahlreiche hochkomplexe Möglichkeiten zur Effizienzsteigerung von Otto-Motoren. Eine davon ist die Benzindirekteinspritzung. Hierfür wird der Kraftstoff direkt in den Brennraum eingebracht und nicht wie bisher vor dem Ansaugen mit Luft gemischt. Technisch gesehen stellen diese Veränderungen eine Herausforderung bei der Motorenentwicklung dar: Durch die zusätzliche Komplexität wird es immer wichtiger Motorenkonzepte simulativ bewerten und optimieren zu können, anstatt auf langwierige Versuche und Optimierungen an realen Motoren zurückgreifen zu müssen. Besonderes Augenmerk liegt dabei auf einer möglichst schnellen Verdampfung des Kraftstoffes, damit eine Benetzung der Kolbenoberfläche oder der Zylinderwand vermieden werden kann. Diese Benetzungen führen während der Verbrennung zu verstärkter Partikelemission und zu einem schlechteren Wirkungsgrad des Motors. Hierbei kann die Infrarotthermographie einen wichtigen Beitrag zum Verständnis für die Simulation liefern. Gerade Verdampfungsprozesse sind entscheidend durch die auftretenden Temperaturen bestimmt. Es bietet sich also an, zweidimensionale Karten der Temperatur eines Sprays mit einer Infrarotkamera zu bestimmen.

Damit die Zündfähigkeit des Benzin-Luft-Gemisches beurteilt werden kann, ist es wichtig, nicht nur die Verdunstung des Kraftstoffes sondern auch die Mischung von Frischluft und im Zylinder verbleibendem Abgas beschreiben zu können. Hier kann die Infrarotspektroskopie einen wichtigen Beitrag zu unserem Verständnis liefern. Abgas ist aufgrund seiner großen Wasser- und Kohlendioxidkonzentration für die Anwendung von Infrarotspektroskopie geeignet. Hierbei dient typischerweise ein Laser im nahen

1. Bundespräsident Johannes Rau, 26.5.2004, [Rau04]

1 Einleitung

Infrarot als Lichtquelle für die Stoffdetektion und Konzentrationsmessung.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich dementsprechend mit zwei vielversprechenden Disziplinen der Infrarotmesstechnik und deren Anwendung auf motorische Forschungsthemen: Einerseits die Temperaturmessung und andererseits die Konzentrationsbestimmung. In beiden Bereichen soll ein Einblick in die Möglichkeiten der Messtechniken gegeben werden. Der Fokus der Arbeit liegt nicht darin, motorische Prozesse detailliert zu erforschen und zu verstehen, sondern darin Infrarot-Messtechniken auszuwählen, zu verbessern und ihre Anwendbarkeit und Limitierungen in der Forschung am Verbrennungsmotor zu demonstrieren.

Bevor die konkreten Anwendungsfälle der Infrarotmesstechnik an motornahen Anwendungen besprochen werden können, ist allerdings einiges an physikalischen und technischen Grundlagen zum Verständnis notwendig. Das folgende Kapitel liefert die wichtigsten Grundlagen in komprimierter Form. Es dient lediglich als Referenz für Grundlagen, die in mehreren der folgenden Kapitel benötigt werden. Für ein tiefgehendes Verständnis sei der geneigte Leser auf die Lektüre der erwähnten Fachliteratur verwiesen.

Die inhaltlichen Kapitel (Abs. 3-5) sind derart gestaltet, dass sie relativ losgelöst voneinander nachvollzogen werden können. Dies soll dem Leser ermöglichen gezielt, nur die für ihn wichtigen Informationen zu lesen. Die Kapitel beginnen jeweils mit einer Einleitung in die Methodik und widmen sich dann intensiv der Auswertung der Messungen und Simulationen. Abschnitt 3 beschreibt dabei die erstmalige zweidimensionale Messung der Abgasrückführung in einem Verbrennungsmotor mit Infrarot-Absorption. Abschnitt 4 widmet sich der experimentellen Bestimmung von Temperaturen in Benzinsprays und Methanstrahlen mit differentieller Infrarotthermographie. Dazu wird ein neuer, verbesserter Algorithmus vorgestellt. Die experimentellen Ergebnisse werden in Abs. 5 mit einem für diese Arbeit entwickelten Verfahren mit strömungsmechanischen Simulationen verglichen. Somit kann erstmalig ein Abgleich von experimentellen und simulativen Temperaturdaten für die differentielle Infrarotthermographie erfolgen. Abgerundet wird die Arbeit durch eine kurze Zusammenfassung der Ergebnisse und einen Ausblick auf zukünftige Anwendungsfälle für Infrarotmesstechniken in der Verbrennungsmotoren-Forschung.

Die behandelten Themengebiete und Zusammenhänge erstrecken sich über viele verschiedene Teilgebiete der Physik und des Maschinenbaus. Um die Nachvollziehbarkeit zur zitierten Fachliteratur zu gewährleisten, wurde nach Möglichkeit die Formelzeichensprache des jeweiligen Fachgebietes verwendet. Leider führt dies zur mehrfachen Benutzung des selben Formelzeichens für verschiedene Messgrößen. Aus diesem Grund ist an fast allen

Stellen die wörtliche Beschreibung statt des Formelzeichens vorhanden. Bei möglichst jeder Erwähnung eines Formelzeichens ist eine Erläuterung desselben beigelegt. Außerdem wurde aus demselben Grund auf Abkürzungen verzichtet.

2 Physikalische und technische Grundlagen

„If I have seen further it is by standing on y^e shoulders of giants.“¹

Wie jede wissenschaftliche Arbeit wäre auch diese ohne die Vorarbeit vieler Generationen von Forschern nicht möglich gewesen. Die wichtigsten Grundlagen für das Verständnis der folgenden Kapitel, also Infrarotspektroskopie, laserinduzierter Fluoreszenz, differentieller Infrarotthermographie, Einspritzungen und Einblasungen, werden im Folgenden erläutert.

2.1 Messtechniken

Zum besseren Verständnis der im Rahmen dieser Arbeit angewandten Messtechniken soll auf die physikalischen Grundlagen der entsprechenden Methoden eingegangen werden. Die wichtigsten Messtechniken sind dabei die Infrarotspektroskopie (IR-Spektroskopie), die Infrarotabsorption (IR-Absorption), die laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) und die differentielle Infrarotthermographie (DIT).

2.1.1 Infrarotspektroskopie

Die IR-Spektroskopie beruht auf dem Konzept der Absorption elektromagnetischer Wellen variabler Wellenlänge. Die Stärke der Absorption ist dabei stark abhängig von der Art des Stoffes und der Wellenlänge. Stickstoff und Sauerstoff, die Hauptbestandteile unserer Luft sind im wesentlichen durchsichtig [Hitran12]. Technisch werden in der Regel mehrere Messungen bei einer fixen Wellenlänge durchgeführt. Für ein Probenvolumen mit der Teilchenanzahldichte n und der Weglänge L kann für jedes beliebige dünne Volumenelement der Dicke dx die Intensitätsabnahme dI durch die differentielle Form des Lambert-Beer-Gesetzes beschrieben werden:

$$\frac{dI}{dx} = -In\sigma \quad (2.1)$$

Wobei σ der Wirkungsquerschnitt für Extinktion (der Summe aus Absorptions- und Streuverlusten) der einfallenden Strahlung durch ein einzelnes Molekül ist. Typische Größenordnung für den Wirkungsquerschnitt ist die projizierte Fläche der Elektronenorbitale, also 10^{-16} cm^2 pro Atom. Kleinere Absorptionsquerschnitte sind allerdings nicht ungewöhnlich, da nicht nur die Größe der Atome und Moleküle, sondern auch die Stärke der Wechselwirkung entscheidend ist. Gleichung (2.1) lässt sich leicht integrieren, wenn die Teilchendichte ortsunabhängig ist.

Dann entspricht sie einem exponentiellen Abfall mit einer Abklingkonstanten von $n\sigma$. Die Werte für die Wirkungsquerschnitte häufiger IR-aktiver Gase bei Raumtemperatur sind in diversen Datenbanken tabelliert, [Sha+04] liefert eine kleine Übersicht. Detaillierte Werte für Wasser, insbesondere für Temperaturen oberhalb der Raumtemperatur, finden sich in [Hitemp10].

Die Wirkungsquerschnitte sind abhängig von externen Parametern, wie Druck, Temperatur und Gaszusammensetzung. Außerdem sind sie durch die Anregungsfrequenz beeinflusst. Im IR beruht die Absorption von Photonen durch Moleküle in der Regel auf der Wechselwirkung mit einem zeitlich veränderlichen Dipolmoment [MG10]. Die Photonen regen hierzu Molekülschwingungen an, die wiederum ein zeitlich veränderliches Dipolmoment erzeugen. Die so entstehenden Absorptionslinien teilen sich in weitere Unterlinien durch eine kombinierte Anregung von Schwingungs- und Rotationsenergieniveaus auf. Wird nun noch die Möglichkeit der Anregung mehrerer Schwingungen mit einem Photon hinzugenommen, können sich komplexe Spektren bilden. Ein Beispiel ist in Abb. 2.1 dargestellt. Die einzelnen Vibrationsübergänge und deren Aufspaltung durch die Rotationsniveaus sind klar zu erkennen. Desweiteren überlagern sich die Spektren der drei Substanzen kaum.

Die Wellenlänge in Abb. 2.1 ist invers skaliert, da die Energie der Photonen die entscheidende Größe ist. Die Absorption eines Photons ist besonders wahrscheinlich, wenn die Photonenenergie gleich der Summe aus angeregter Vibrations- und Rotationsenergie im Molekül ist. Die Energie eines Photons E und seine Wellenlänge λ sind dabei über das Plancksche Wirkungsquantum h und die Vakuumlichtgeschwindigkeit c invers miteinander verknüpft:

$$E = \frac{hc}{\lambda} \quad (2.2)$$

2.1.1.1 Linienspektren

Die Absorptionsquerschnitte von Gasen im Infrarot (IR) ändern sich mit der Anregungsfrequenz. Jede Resonanz kann dabei durch vier Parameter beschrieben werden [EW01]:

1. Spektrale Position
2. Form
3. Breite

1. Newton in einem Brief an Hooke, 5.2.1676, [Wes94]

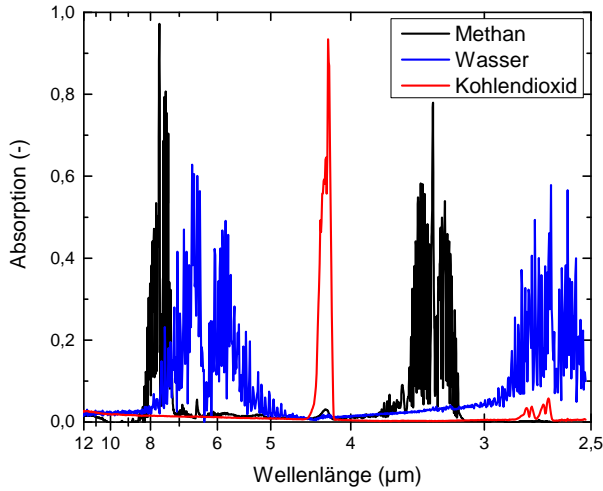


Abb. 2.1: Absorptionsspektren von gasförmigem Methan, Wasser und Kohlendioxid. Die Gasbedingungen sind nicht identisch. Spektren aus [NIST15a].

4. Linienstärke

Die spektrale Position und die Linienstärke sind hauptsächlich durch das Molekül gegeben, wohingegen die Breite und Form vor allem durch die Umgebung beeinflusst werden. Die Linienstärke S eines Überganges ist typischerweise definiert als Integral des Absorptionsquerschnittes σ über der Frequenz ν :

$$S = \int \sigma(\nu) d\nu \quad (2.3)$$

Die hier verwendete Linienstärke ist nicht mehr unabhängig von der Konzentration, ist allerdings konsistent mit der Definition in [EW01]. Der Zusammenhang zwischen Linienstärke und Absorptionsquerschnitt wird typischerweise über eine normierte Formfunktion ϕ beschreiben:

$$\phi(\nu - \nu_0) = \frac{\sigma(\nu)}{nS} \quad (2.4)$$

Die Breite der Linien hängt von drei Parametern ab: Der Lebensdauer des Überganges, der Temperatur des Gases und der Art und Häufigkeit der Stöße der Gasmoleküle. Alle drei Arten werden im Folgenden separat besprochen.

Natürliche Linienbreite Die Breite einer Resonanz ist abhängig von der Lebensdauer des zugehörigen Überganges des Moleküls. Im Grunde gilt hierfür die Heisenbergsche Unschärferelation:

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2} \quad (2.5)$$

Ausgehend von der Lösung eines schwach gedämpften harmonischen Oszillators mit der Abklingkonstante $\pi\gamma$ ergibt sich im Zeitbereich eine Einhüllende von $e^{-\pi\gamma t}$ und

im Frequenzspektrum eine Cauchy-Lorentz-Verteilung mit [BGS12]:

$$\phi(\nu - \nu_0) = \frac{\gamma/\pi}{(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma)^2} \quad (2.6)$$

Daraus ergibt sich direkt die Schlussfolgerung, dass ein Übergang mit endlicher Lebensdauer nicht beliebig scharf werden kann. Gleichung (2.6) ist gleich der Formfunktion aus Gl. (2.4) für den Fall eines einzelnen Moleküls im Vakuum. Typische Lebensdauern von elektrischen Dipolübergängen in Molekülen sind für Rotationsübergänge 10^{-1} bis 10^3 s, für Vibrationsübergänge 10^{-7} bis 10^{-1} s und für elektronische Übergänge 10^{-9} bis 10^{-7} s. Die Energien der Übergänge bewegen sich dabei im Bereich einiger Millielektronenvolt (fernes IR), einiger hundert Millielektronenvolt (mittleres bis nahes IR) und einiger Elektronenvolt (sichtbar bis ultraviolett). [EW01]

Stoßverbreiterung Analog zur Verbreiterung durch die natürliche Lebensdauer der Zustände, gibt es auch eine Linienverbreiterung, die durch Stöße hervorgerufen wird. Die Lebensdauern der Zustände sind dabei durch die Häufigkeit der Molekül-Molekül-Interaktionen und durch die Stoßeffektivität bestimmt. Nicht jeder Zusammenstoß zwischen zwei Molekülen sorgt hierbei für einen Energieübertrag. Begünstigt wird der Energieübertrag, wenn beide Moleküle ähnliche Energieniveaus haben. Aus diesem Grund ist die Lebensdauer eines Zustandes in der Regel geringer, wenn ein Gas mit nur einer Molekülsorte statt einer Gasmischung bei gleichem Gesamtdruck vorliegt.

Mit dem Partialdruck der beobachteten Spezies p_s und der fremden Spezies p_f und den entsprechenden Stoßverbreiterungskoeffizienten γ_L ergibt sich die Stoß- beziehungsweise Lorentzverbreiterung zu:

$$\gamma_{\text{Lorentz}} = (\gamma_{L,s} p_s + \gamma_{L,f} p_f) \left(\frac{T_0}{T} \right)^s \quad (2.7)$$

Wobei T_0 eine Referenztemperatur ist, die durch ein phänomenologisches Potenzgesetz mit der Potenz s die Stoßverbreiterung beeinflusst. Das ideale Gasgesetz liefert eine Potenz $s=0,5$. In realen Gasen ergeben sich leichte Abweichungen. Die Fremdverbreiterung muss im Allgemeinen für jedes Fremdgas einzeln bestimmt werden. Typischerweise wird jedoch ein Verbreiterungskoeffizient gegenüber Luft tabelliert. Der so gewonnene Verbreiterungskoeffizient wird zur natürlichen Linienbreite γ_{nat} addiert und in Gl. (2.6) eingesetzt. Falls mehr als eine fremde Spezies vorhanden ist, werden in der Summe in Gl. (2.7) entsprechend weitere Terme ergänzt. [EW01]

Thermische Verbreiterung Die Eigenbewegung der Gasmoleküle aufgrund ihrer Temperatur sorgt über den Doppellereffekt für eine weitere Linienverbreiterung. Mittels

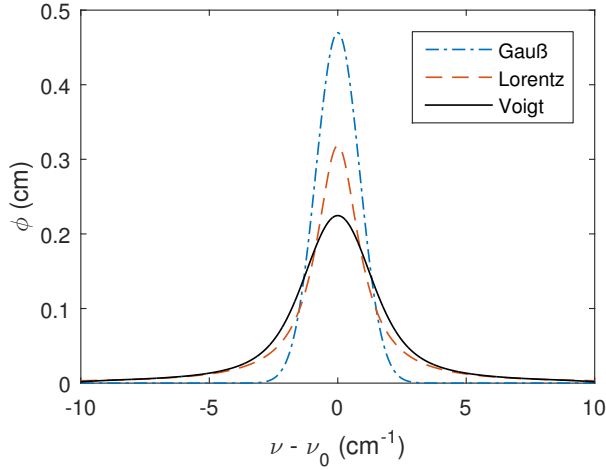


Abb. 2.2: Gauß-, Lorentz- und zugehöriges Voigtprofil. Gauß- und Lorentzprofil haben eine HWHM von 1 cm^{-1} . Alle Profile sind auf gleiche Fläche normiert.

der kinetischen Gastheorie kann die Geschwindigkeitsverteilung der Moleküle berechnet werden. Der Betrag der Geschwindigkeit ist Maxwell-Boltzmann-verteilt, eine einzelne Komponente des Geschwindigkeitsvektors ist hingegen Gauß-verteilt.

Die Breite γ_g der Verteilung ist gegeben durch die Frequenz des Überganges ν_0 , der Temperatur des Gases T , der idealen Gaskonstante R und des Molekulargewichts M [EW01]:

$$\gamma_g = \left(\frac{\nu_0}{c}\right) \sqrt{\frac{2RT \ln 2}{M}} \quad (2.8)$$

Die entsprechende Gauß-Funktion ist gegeben durch:

$$\phi(\nu - \nu_0) = \frac{\sqrt{\ln 2}}{\gamma_g \sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{\ln 2 (\nu - \nu_0)^2}{\gamma_g^2}\right) \quad (2.9)$$

Im Allgemeinen ist die Verbreiterung einer Absorptionslinie gegeben durch die Faltung eines Lorentzprofils, siehe Gl. (2.6) und eines Gaußprofils, siehe Gl. (2.9). Die daraus resultierende Funktion nennt sich Voigt-Profil. Eine entsprechende Visualisierung ist in Abb. 2.2 dargestellt. Die Breiten γ , die in den Gl. (2.6), (2.7), (2.8) und (2.9) benutzt werden, sind immer als halbe Breite bei halber Höhe (HWHM) definiert. In Abb. 2.2 ist erkennbar, dass das bei einer Normierung auf eine Fläche von eins, das Gaußprofil bei gleicher halber Halbwertsbreite schmäler als das Lorentzprofil ist. Das Voigtprofil, die Faltung von Gauß- und Lorentzprofil, ist entsprechend breiter als die beiden einzelnen Profile. Die Frequenzeinheit in Abb. 2.2 ist die Anzahl an Wellenzügen im Vakuum pro Zentimeter. Die Umrechnung in Frequenz (gemessen in Hertz) erfolgt über die Vakuumlichtgeschwindigkeit.

2.1.1.2 Temperatureinfluss auf die Linienstärke

Mit steigender Temperatur ändern sich nicht nur die Doppler- und Stoßverbreiterung, sondern auch die Linienstärke. Bei höheren Temperaturen tauen weitere Freiheitsgrade des Moleküls auf, das heißt die Wahrscheinlichkeit Moleküle in diesen Energiezuständen zu finden steigt. Demzufolge ändert sich die Verteilung der Zustände des Moleküls. In der statistischen Mechanik wird solch eine Veränderung am besten durch die Zustandssumme $Q(T)$ dargestellt. Sie ist die Summe aus dem Produkt des Entartungsgrades g_j eines Zustandes (Anzahl an Zuständen mit gleicher Energie) und seines Boltzmannfaktors über alle möglichen Zustände:

$$Q(T) = \sum_j g_j e^{-E_j/k_B T} \quad (2.10)$$

Wobei E_j die Energie eines Zustandes, k die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur ist. Ausgehend vom absoluten Nullpunkt gibt es zwei konkurrierende Prozesse. Zu Beginn steigt die Linienstärke eines Überganges exponentiell mit der Temperatur an, da eine erhöhte Temperatur überhaupt erst für ein Auftauen des Freiheitsgrades sorgt. Das heißt, die Besetzungswahrscheinlichkeit des zugehörigen Energieniveaus steigt. Bei einer weiteren Erhöhung der Temperatur steigt allerdings auch die Zustandssumme, da immer mehr Freiheitsgrade auftauen. Dementsprechend sinkt die Besetzungswahrscheinlichkeit des einzelnen Zustandes wieder. Ist die Linienstärke bei einer Referenztemperatur T_0 bestimmt, kann mit dem Wissen der Zustandssumme die Linienstärke für alle Temperaturen vorhergesagt werden. Dazu wird desweiteren die Grundzustandsenergie E_0 benötigt. Weiterhin hängt die Linienstärke S von der Energiedifferenz des Übergangs ΔE ab. Der entsprechende Term in der folgenden Gleichung sorgt für die Berücksichtigung von stimulierter Emission [EW01]:

$$S(T) = S(T_0) \left(\frac{Q(T_0)}{Q(T)}\right) \exp\left(\frac{E_0}{k_B} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)\right) \cdot \frac{1 - \exp(-\Delta E/k_B T)}{1 - \exp(-\Delta E/k_B T_0)} \quad (2.11)$$

Die Zustandssumme Q für die wichtigsten Moleküle der IR-Spektroskopie findet sich zum Beispiel in [Gam+00], [Fis+03] und [Lar+11] tabelliert.

2.1.2 Laserinduzierte Fluoreszenz

Die laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) ist eine Messmethode, die auf der Absorption von Licht beruht. Anders als bei der IR-Spektroskopie wird nicht die Transmission beobachtet, sondern das Eigenleuchten der Moleküle, typischerweise senkrecht zum eingestrahlt Licht. Eine sehr gute Zusammenfassung zu LIF an Kraftstoffen findet sich in [SS05].

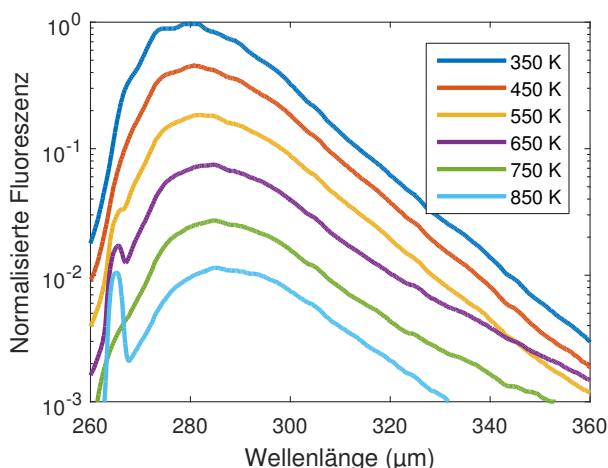


Abb. 2.3: Emissionsspektrum für Toluol bei einer Anregung bei 266 nm für verschiedene Gastemperaturen. Nach [Ros11]

Zur Messung werden die Moleküle typischerweise mit ultravioletttem oder sichtbarem Licht elektronisch angeregt. Über nichtstrahlende Übergänge fällt das angeregte Elektron auf eines der untersten freien Niveaus des angeregten elektronischen Zustandes und fällt von dort über die Aussendung eines Photons in das elektronische Grundniveau zurück. Falls das Molekül noch nicht den Grundzustand erreicht hat, führen weitere nichtstrahlende Übergänge dorthin zurück. Entsprechend ist das emittierte Licht gegenüber der Anregung rotverschoben. Für die Detektion ist dies vorteilhaft, da somit die Anregung über einen passiven Wellenlängenfilter vom Messsignal getrennt werden kann. Die typischen Zeitskalen der Fluoreszenz sind Nanosekunden. Im Gegensatz zur IR-Spektroskopie sind die beobachteten Resonanzen aufgrund der Verwendung komplexerer Moleküle breitbandiger. Daher kann in der Regel nicht die Zusammensetzung eines Gases mit LIF bestimmt werden. Bei der Zugabe von Tracermolekülen zu einem zu beobachtenden Fluid können meist die Fluoreszenzanregungs- und -detektionswellenlängen so gewählt werden, dass sie mit keiner anderen im System vorkommenden Wellenlänge übereinstimmen.

Die Form der Emissions- und Absorptionsspektren und die Effizienz des Vorganges (Anzahl an Emissionsphotonen pro eingestrahlttem Photon) hängt von den Randbedingungen ab. Hier spielen nicht nur Temperatur und Druck eine wesentliche Rolle, sondern auch weitere vorhandene Spezies. Für Messungen unter atmosphärischen Bedingungen sei hier zum Beispiel das Quenching von Fluoreszenz durch Sauerstoffmoleküle genannt, dass vor allem bei aromatischen Molekülen ausgeprägt ist. [SS05]

Beispielhaft ist das Emissionsspektrum von Toluol für verschiedene Gastemperaturen in Abb. 2.3 dargestellt. Für steigende Temperaturen sinkt bei konstantem Druck

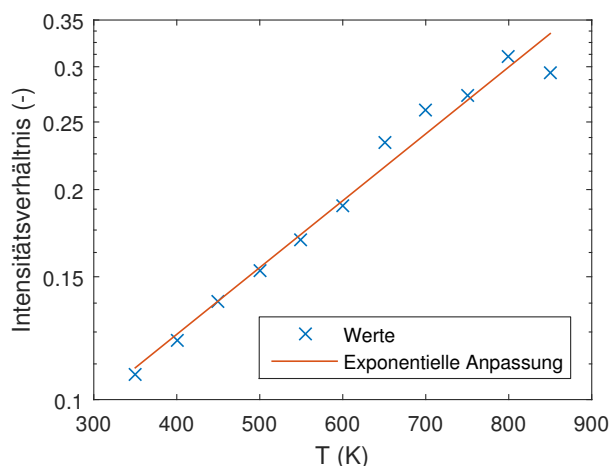


Abb. 2.4: Intensitätsverhältnis der Fluoreszenz von Toluol. Filterkombination mit zwei idealen Bandpassfiltern bei 266-302 nm und 305-360 nm. Spektren aus [Ros11]

sowohl die Anzahl an Fluoreszenzmolekülen als auch die Konversionseffizienz. Außerdem ändert sich auch die Form des Spektrums: Für hohe Temperaturen ist der Abfall des Fluoreszenzsignales ab 290 nm schwächer ausgeprägt.

Die Abhängigkeit des Toluol-Emissionsspektrums von der Umgebungstemperatur kann benutzt werden um ebendiese Temperatur zu bestimmen [Pet+14]. Eine beispielhafte Rechnung des Intensitätsverhältnisses mit der Temperatur ist in Abb. 2.4 dargestellt. Für hohe Temperaturen steigt der langwellige Anteil des Emissionsspektrums im Vergleich zum kurzwelligen Anteil. Demzufolge steigt das dargestellte Intensitätsverhältnis. Die Gesamtintensität ist allerdings abnehmend. Näherungsweise ergibt sich für jedes Teilspektrum ein exponentielles Abklingverhalten der gemessenen Intensität mit der Temperatur; allerdings mit leicht anderer Abklingkonstante.

Neben aromatischen Molekülen als Tracer bieten sich auch Ketone an. Typischerweise liegt die Lichtausbeute bei Ketonen ein bis zwei Größenordnungen unter der von Aromaten. Dafür sind Ketone weniger empfindlich in ihrer Fluoreszenzausbeute gegenüber Sauerstoff in der Gasphase [SS05]. Für die Messung der lokalen Tracerdichte bieten sich vor allem Moleküle an, deren Fluoreszenzausbeute pro Molekül bei einer Temperaturerhöhung konstant bleibt. Für die Messung der lokalen Tracerkonzentration bieten sich hingegen Tracer an, deren Fluoreszenzeffizienz mit steigender Temperatur in dem selben Maße ansteigt, wie die Gasdichte abnimmt. Beispielhaft sind in Abb. 2.5 die normierten Fluoreszenzausbeuten von 3-Pentanon für die Anregung mit 308, 266 und 248 nm gegeben. Hier wird eine weitere Besonderheit sichtbar: Die Fluoreszenzausbeute ist nicht nur von den Umgebungsbedingungen, sondern auch von der Anregungswellenlänge abhängig. Ähnlich wie sich das Emissionsspektrum mit der Temperatur verändert, so ändert

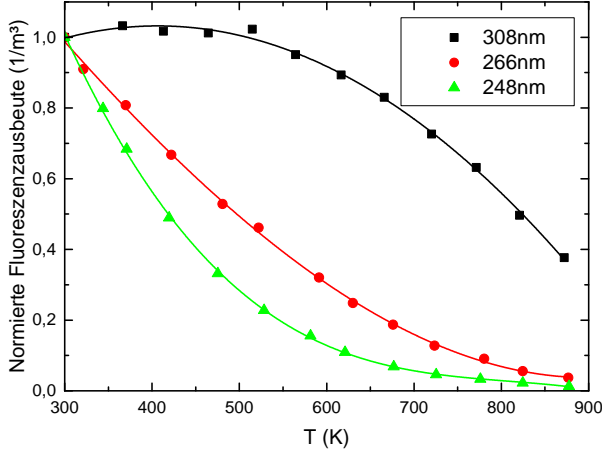


Abb. 2.5: Fluoreszenzausbeute von 3-Pentanone pro Volumen. Jeweils normiert auf die Fluoreszenz bei Raumtemperatur für verschiedene Anregungswellenlängen. Durchgezogene Linien sind kubische Funktionen, die der Visualisierung dienen. Nach [KH03]

sich auch der frequenzabhängige Absorptionsquerschnitt eines Tracers mit der Temperatur. Dadurch kann bei geeigneter Wahl der Anregungswellenlänge eine Unabhängigkeit des Messsignals von der Umgebungstemperatur erreicht werden.

2.1.3 Infrarotthermographie und Schwarzkörperstrahlung

Die Infrarotthermographie ist ein Verfahren zur berührungslosen Temperaturmessung. Dabei wird ausgenutzt, dass jeder Körper mit einer Temperatur über 0K Licht aussendet. Zur Temperaturmessung besteht die Möglichkeit die Luminosität der Quelle zu bestimmen oder ihr spektrales Verhalten auszuwerten. Grundlage hierfür ist die spektrale Photonendichte eines Schwarzkörperstrahlers nach Planck.

Zur Herleitung der Photonenanzahldichte kann ein Gedankenexperiment mit einem hohlen, verspiegelten, dreidimensionalen Würfel herangezogen werden. Wird jede der drei Dimensionen einzeln betrachtet, so kann es nach unendlich langer Zeit nur Photonen in Zuständen geben, für die die doppelte Kantenlänge $2L$ ein ganzzahliges Vielfaches ihrer projizierten Wellenlänge ist. Alle anderen Zustände interferieren mit sich selbst destruktiv. Für jede Komponente des Wellenvektors \vec{k} der Photonen gilt dementsprechend:

$$k_i = \frac{n_i \pi}{L} \quad (2.12)$$

Insofern n_i natürliche Zahlen sind. Folglich sind die möglichen Zustände im Raum der Wellenvektoren gleichmäßig mit Abstand $\frac{\pi}{L}$ verteilt. Für große Wellenvektoren kann

dieses Verhalten näherungsweise durch eine kontinuierliche Verteilung mit der Dichte $\frac{L^3}{\pi^3}$ beschrieben werden. Da Photonen zwei unterschiedliche Helizitäten haben können, verdoppelt sich die Anzahl an Zuständen noch einmal [MG10]. Der Betrag des Wellenvektors k ist mit der Wellenlänge λ der Photonen über

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} \quad (2.13)$$

verknüpft. Dementsprechend kann man die Anzahl der Zustände u im Wellenlängenintervall $[\lambda, \lambda + d\lambda]$ über die Anzahl der Zustände im Intervall $[\frac{2\pi}{k}, \frac{2\pi}{k} - \frac{2\pi}{k^2} dk]$ berechnen.

$$u = \iiint_{\frac{2\pi}{k} - \frac{2\pi}{k^2} dk}^{\frac{2\pi}{k}} 2 \frac{L^3}{\pi^3} d^3k \quad (2.14)$$

Unter Beachtung, dass laut Gleichung (2.12) nur positive Werte für die Komponenten von \vec{k} erlaubt sind, kann das Integral über den Raumwinkel leicht ausgeführt werden.

$$u = \int_{\frac{2\pi}{k} - \frac{2\pi}{k^2} dk}^{\frac{2\pi}{k}} \pi \frac{L^3}{\pi^3} k^2 dk \quad (2.15)$$

Die Lösung des Integrals liefert die Anzahl an möglichen Zuständen in einem Wellenlängenintervall. Von besonderem Interesse ist allerdings die Zahl der besetzten Zustände. Dafür muss der Integrand in Gleichung (2.15) mit der Besetzungswahrscheinlichkeit der Zustände einer Energie E multipliziert werden. Unter Berücksichtigung der Bose-Verteilung $1/(\exp(E/k_B T) - 1)$ und der Photonenenergie $E = hc/\lambda$ ergibt sich folgende Gleichung:

$$u = - \int_{\lambda}^{\lambda+\Delta\lambda} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} \frac{L^3}{\pi^2} \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \left(-\frac{2\pi}{\lambda^2}\right) d\lambda \quad (2.16)$$

$$u = L^3 \int_{\lambda}^{\lambda+\Delta\lambda} \frac{8\pi}{\lambda^4} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} d\lambda \quad (2.17)$$

Diese Photonen bewegen sich zufällig in unserem Würfel der Kantenlänge L . Wird ein Punkt im Inneren des schwarzen Strahlers betrachtet, bewegen sich die Photonen in alle Raumwinkel (4π) mit der Geschwindigkeit c . In einem kurzen Zeitintervall der Länge dt erreichen so n Photonen das Flächenelement dA . Diese Photonen werden in den Raumwinkel $d\Omega$ ausgesandt. Angenommen die Fläche dA sei ein Loch in der Würfelwand, so ergibt sich die Anzahl der ausgesandten Photonen in einen Raumwinkel zu:

$$\frac{dn}{dAd\Omega dtd\lambda} = \frac{2c}{\lambda^4} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} \quad (2.18)$$

Die Gesamtstrahlungsleistung der Fläche dA muss unter Berücksichtigung der perspektivischen Verkleinerung der

Fläche mit $\cos \theta$ über den gesamten Halbraum berechnet werden. Dabei sind φ und θ die üblichen Winkel in Kugelkoordinaten. Das Integral ergibt:

$$\int_0^1 d \cos \theta \int_0^{2\pi} d\varphi \cos \theta = 2\pi \left[\frac{1}{2} \cos^2 \theta \right]_{\cos \theta=0}^{\cos \theta=1} = \pi \quad (2.19)$$

Dementsprechend kann die Anzahl der Photonen, die von der Fläche dA in einen Halbraum abegesandt werden, angegeben werden:

$$\frac{dn}{dA d\Omega d\lambda} = \frac{2\pi c}{\lambda^4} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} \quad (2.20)$$

Aus Gleichung (2.18) folgen zwei für die Thermographie wichtige Schlüsse: Zum einen ist die gemessene Strahlung unabhängig vom Winkel unter dem eine Fläche betrachtet wird. Sowohl die effektiv sichtbare, als auch die für Photonen passierbare Fläche verringern sich um den Faktor $\cos \theta$. Die Photonenzahl pro projizierter Fläche bleibt also konstant. Zum anderen bleibt die Anzahl an Photonen pro Raumwinkel konstant. Ein hypothetischer Detektor mit konstanter Detektionsfläche zeigt also eine Abnahme des Signals mit dem Quadrat der Entfernung. Gleichzeitig nimmt der Raumwinkel, den die Quelle gesehen vom Detektor einnimmt auch mit dem Quadrat des Abstandes ab. Folglich ist also die Photonenzahl bezogen auf die scheinbare Größe der Quelle unabhängig von der Entfernung. Dementsprechend kann aus der Invertierung von Gleichung (2.18) unabhängig von der Positionierung der Quelle auf ihre Temperatur geschlossen werden.

Wird die Verteilung aus Gleichung (2.20) über der Wellenlänge aufgetragen, wie in Abb. 2.6 gezeigt, so ist zu erkennen, dass das Maximum der Verteilung von der Temperatur abhängig ist. Mit steigender Temperatur verschiebt es sich zu kürzeren Wellenlängen. Außerdem ist die Anzahl an Photonen in einem beliebigen Wellenlängenintervall eine monoton steigende Funktion der Temperatur. Damit kann sowohl die Gesamtzahl der Photonen als auch das Verhältnis der Photonenzahl in zwei Wellenlängenintervallen für eine Temperaturbestimmung genutzt werden. Technisch zugänglich sind vor allem die Bereiche des nahen (SWIR), mittleren (MWIR) und fernen IR (LWIR), die in Abb. 2.6 markiert sind. Die für die Detektion notwendige Photonenzahl und die Sensitivität, also die Änderung der Photonenzahl mit der Temperatur, bestimmen in der Anwendung des Messprinzips als Thermometer den nutzbaren Wellenlängenbereich.

2.1.4 Differentielle Infrarotthermographie

Die differentielle Infrarotthermographie (DIT) ist ein Verfahren zur berührungslosen Temperaturmessung von semitransparenten Objekten mit unbekannter Emissivität.

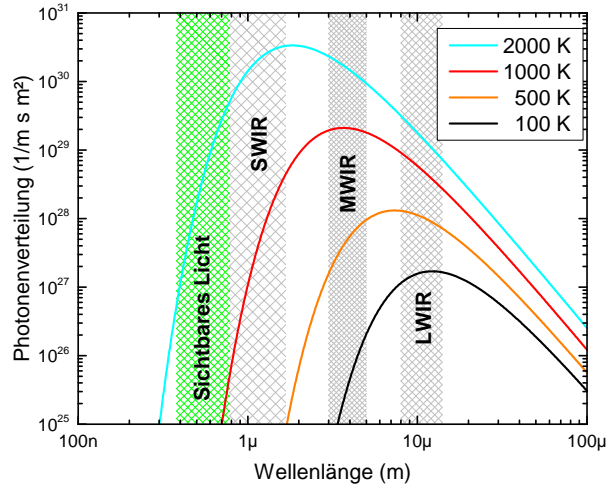


Abb. 2.6: Photonenvverteilung eines Schwarzkörperstrahlers für verschiedene Temperaturen. Die Bereiche des sichtbaren Lichts, nahen (SWIR), mittleren (MWIR) und fernen Infrarot (LWIR) sind markiert nach [VM10].

Die Grundidee ist in Abb. 2.7 dargestellt: Ein Objekt, das Licht teilweise absorbiert und teilweise transmittiert, aber keine Streuung verursacht, wird vor einen Hintergrund mit bekannter Temperatur gestellt. Die Hintergrundtemperatur wird erhöht und bei mehreren Temperaturen die scheinbare Lichtintensität des Objektes ausgewertet. Der Kreis ist ein Objekt mittlerer Temperatur mit einer Transmissivität von $\frac{1}{2}$, das Quadrat und das Dreieck haben eine leicht geringere Temperatur, wobei die Transmissivität des Quadrates $\frac{1}{2}$ und die des Dreiecks $\frac{3}{4}$ ist. Wird die Objektintensität über der Hintergrundintensität aufgetragen, so kann aus der Steigung die Transmissivität und aus dem Schnittpunkt mit der ersten Winkelhalbierenden die Temperatur des Objektes abgelesen werden – sofern die Hintergrundtemperatur bei dieser Hintergrundintensität bekannt ist.

Zur Herleitung dieses Zusammenhangs betrachten wir die Auswirkung einer dünnen Schicht der Dicke dx von Molekülen bei 0 K mit Absorptionswirkungsquerschnitt σ_a und Streuquerschnitt σ_s auf die Photonenstromdichte j_x . Nach Lambert-Beer ist die Wahrscheinlichkeit für Lichtstreuung und -absorption gegeben durch die Molekülanzahldichte n multipliziert mit der Schichtdicke und der entsprechenden Wirkungsquerschnitte:

$$dj_x = -j_x n (\sigma_s + \sigma_a) dx \quad (2.21)$$

Da die Absorptionsquerschnitte auch im MWIR von der Wellenlänge abhängen, muss dieser Zusammenhang für jede Wellenlänge einzeln ausgewertet werden. Allerdings muss auch die Emission von Photonen berücksichtigt werden. Das Kirchhoffsche Gesetz besagt, dass für eine ebene Fläche, die im thermischen Gleichgewicht mit ihrer Umgebung ist, die Emissivität durch die Absorptionswahrscheinlichkeit gegeben ist. Dies bedeutet, dass

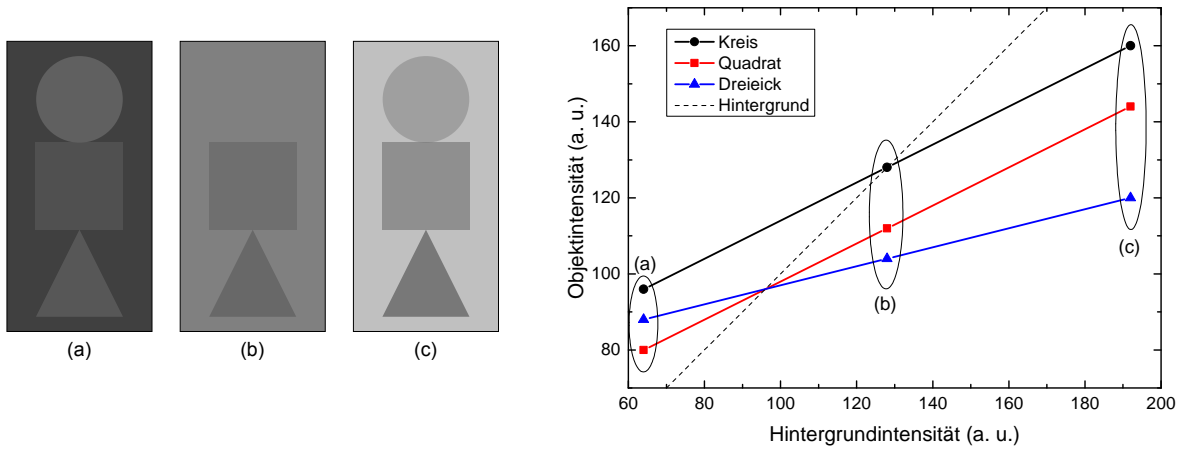


Abb. 2.7: Schematische Darstellung der DIT für drei Hintergrundtemperaturen. Hintergrundtemperatur steigt von (a), (b) nach (c).

der Wirkungsquerschnitt für Absorption identisch dem Wirkungsquerschnitt für Emission ist. Nach [KE70] gilt dies auch für sphärische Partikel im thermischen Gleichgewicht. Die physikalische Fragestellung von semitransparenten Objekten im nichtthermischen Gleichgewicht mit ihrer Umgebung ist in [Bal76] dargelegt. Wird die Absorption, wie in dieser Arbeit, gemäß der Einsteinschen (und auch Kirchhoffschen) Konvention als Summe aus induzierter Absorption und induzierter Emission aufgefasst, so gilt das Kirchhoffsche Gesetz weiterhin. Selbstredend bedeutet dies, dass die Absorption negativ werden kann. Allerdings ist die dafür notwendige Besetzungsinversion nur selten in DIT-Experimenten anzutreffen. Zumal für eine Besetzungsinversion keine sinnvolle Temperatur definiert werden kann, da die Energieverteilung der Zustände keiner Boltzmannverteilung entspricht.

Für den Fall eines verschwindenden Streuquerschnittes ($\sigma_s=0$) kann die Photonendichte j durch eine Differentialgleichung erster Ordnung mit Quellterm beschrieben werden. Zur Vereinfachung werden folgende Größen definiert:

$$\alpha = n\sigma_a \quad (2.22)$$

$$j_{x_0} = j_x(x_0) \quad (2.23)$$

Man erhält

$$\frac{dj_x}{dx} = -\alpha(x)j_x(x) + \alpha(x)j(T(x)) \quad (2.24)$$

mit der erwarteten Photonendichte pro Flächeneinheit und Wellenlängenintervall j aus Gleichung (2.20). Streng genommen ist die Gleichung natürlich nicht korrekt: (2.20) geht davon aus, dass alle Photonen in einem Halbraum detektiert werden, während Gleichung (2.21) davon ausgeht, dass kein gestreutes Photon den Detektor erreicht. Sofern der Grenzfall einer

Kamera weit entfernt vom Objekt betrachtet wird, kann statt der Berechnung mit dem exakten differentiellen Wirkungsquerschnitt eine Näherung durch den absoluten Wirkungsquerschnitt der Streuung benutzt werden. Desweiteren ist $j(T(x))$ proportional zur Strahlungsleistung einer projizierten Fläche in einen beliebigen Raumwinkel. Die einfache Formulierung in Gl. (2.24) fußt auf zwei Annahmen: Alles Licht (auch der Hintergrund) geht von thermischen Strahlern aus und der Abstand des Hintergrundes und des Objektes zum Detektor spielt keine Rolle für die gemessene Intensität. Diese Annahmen sind nur gewährleistet, wenn die auftretenden Wellen lokal durch ebene Wellen genähert werden können. Die Photonenströme in Gl. (2.24) sind lediglich proportional zu den Werten, die im Experiment ermittelt werden. Da eine in-situ Kalibrierung der absoluten Photonenzahl im Detektor erfolgt, kann prinzipiell auch eine gleichmäßige Absorption durch die Atmosphäre berücksichtigt werden.

Eine Integration von Gleichung (2.24) liefert:

$$j_x = j_{x_0} \exp \left(- \int_{x_0}^x \alpha(\zeta) d\zeta \right) + \dots + \int_{x_0}^x \alpha(\zeta) j(T(\zeta)) \exp \left(- \int_{\zeta}^x \alpha(\xi) d\xi \right) d\zeta \quad (2.25)$$

Gleichung (2.25) kann als exponentieller Abfall der Intensität eines Lichtstrahls entlang der Wegstrecke mit der Abklingkonstante α aufgefasst werden. Zusätzlich ist jeder Punkt auch eine Photonenquelle mit der Wahrscheinlichkeit α . Auch diese Photonen „zerfallen“ exponentiell während sie sich durch das Medium bewegen. Mit der Definition einer Emissivität ε und einer effektiven Photonendichte

stromdichte j_{eff} kann Gl. (2.25) vereinfacht werden:

$$j_x = (1 - \varepsilon)j_{x_0} + \varepsilon j_{\text{eff}} \quad (2.26)$$

Wobei gilt

$$\varepsilon := 1 - \exp \left(- \int_{x_0}^x \alpha(\zeta) d\zeta \right) \quad (2.27)$$

$$j_{\text{eff}} := \frac{\int_{x_0}^x \alpha(\zeta) j(T(\zeta)) \exp \left(- \int_{\zeta}^x \alpha(\xi) d\xi \right) d\zeta}{1 - \exp \left(- \int_{x_0}^x \alpha(\zeta) d\zeta \right)} \quad (2.28)$$

Diesen zwei abstrakten Größen kann auch eine physikalische Bedeutung zugewiesen werden: ε ist die Emissivität einer hypothetischen halbtransparenten Fläche, die den selben Einfluss wie das beobachtete Medium hat und j_{eff} ist der Photonenstrom, den solch eine Fläche aussenden würde, wenn ihre Emissivität eins wäre. Mathematisch gesehen definiert Gleichung (2.28) einen gewichteten Mittelwert von $j(T)$ entlang der Wegstrecke der Photonen.

Aus dem gewichteten Mittelwert j_{eff} kann eine mittlere effektive Temperatur T_{eff} bestimmt werden, sofern der Zusammenhang zwischen Photonenstromdichte und Temperatur bekannt ist. Dies kann experimentell leicht über einen Kalibrierstrahler bekannter Emissivität und Temperatur erreicht werden. Dabei ist zu beachten, dass die Intensität I , die ein idealer Detektor wahrnimmt, von seiner Sensitivitätskurve $\kappa(\lambda)$ und der Integrationszeit t_{int} abhängt:

$$I \sim t_{\text{int}} \int_{\lambda_0}^{\lambda_1} \kappa j_x d\lambda \quad (2.29)$$

Unter der Vereinfachung, dass die Kamera einen schmalen Wellenlängenfilter besitzt, kann das Integral in Gleichung (2.29) durch den Integranden ersetzt werden. Dementsprechend kann in Gleichung (2.26) die Stromdichte gegen Intensität ausgetauscht werden. Da ein realer Sensor auch immer einen gewissen Teil an Hintergrundrauschen erzeugt, kommt zusätzlich noch ein Rauschterm hinzu. Zur Verdeutlichung der Zusammenhänge führen wir die Intensität I_{sk} ein. Sie entspricht der Intensität, die ein Detektor bei Betrachtung eines idealen schwarzen Körpers wahrnehmen würde. Unter der Annahme, dass die Strahlung bei x_0 durch einen idealen Schwarzkörperstrahler der Temperatur T_h erzeugt wird, ergibt sich folgende Gleichung:

$$I_x = (1 - \varepsilon)I_{\text{sk}}(T_h) + \varepsilon I_{\text{sk}}(T_{\text{eff}}) + I_{\text{rausch}} \quad (2.30)$$

Wird I_x als abhängige und $I_{\text{sk}}(T_h)$ als unabhängige Größe aufgefasst, dann ergibt sich eine lineare Gleichung mit drei Unbekannten ε , I_{rausch} und $I_{\text{sk}}(T_{\text{eff}})$. Werden Messungen

bei zwei Hintergrundtemperaturen aufgenommen und dann noch ein Bild bei fehlendem Objekt ($\varepsilon = 0$), sind drei Gleichungen für drei Unbekannte vorhanden. Somit kann die Emissivität und die effektive Temperatur des Objektes bestimmt werden. Die Gleichung muss für reale Probleme noch ein wenig angepasst werden, da Glasscheiben und Absorption der Umgebungsluft die Intensität zusätzlich beeinflussen. Details dazu finden sich in Abs. (4.1.3).

Zur Auswertung der Bilder erweist es sich als zweckmäßig, eine hypothetische Temperatur- und Dichteverteilung zu erzeugen und die daraus resultierende DIT-Temperatur zu bestimmen. Desweiteren hilft die optische Tiefe dabei, sich die auftretenden Effekte zu erklären. Die optische Tiefe τ ist das Integral vom Beobachter x_0 bis zum Punkt x über das Produkt aus Teilchenanzahldichte n und Wirkungsquerschnitt σ :

$$\tau = \int_{x_0}^x n(\zeta) \sigma d\zeta \quad (2.31)$$

Das Produkt aus Teilchendichte und Wirkungsquerschnitt wird als Absorbanz bezeichnet. In Abb. 2.8 sind einige beispielhafte Temperatur- und Absorbanzverteilungen gegeben und die daraus resultierenden DIT-Temperaturen nach Gl. (2.24) berechnet. Dabei wird von einer Photonenwellenlänge von $3,4 \mu\text{m}$ ausgegangen. Abbildung 2.8a zeigt den Fall für ein Objekt mit konstanter Dichte, das einen linearen Temperaturgradienten aufweist. Die mit der DIT rekonstruierte Temperatur ist leicht über der Temperatur, die das Objekt bei einer optischen Tiefe von eins aufweist. Wäre der Temperaturverlauf ansteigend, so würde die Effektivtemperatur des DIT-Algorithmus unter der Objekttemperatur bei einer optischen Tiefe von eins liegen. Ursache hierfür ist, dass der Photonenstrom nichtlinear von der Temperatur abhängt. Verglichen mit tieferen Temperaturen steigt der Photonenstrom im Bereich zwischen 300 und 600 K schnell an, somit spielen die Bereiche hoher Temperatur eine übergeordnete Rolle bei der Bestimmung der DIT-Temperatur.

Für eine Dichte- und Temperaturverteilung, die eher einem Spray ähnelt, z.B. Abb. 2.8b und 2.8c ergibt sich ein ähnlicher Trend, wie für Abb. 2.8a: Die Temperatur, die der DIT-Algorithmus rekonstruiert, liegt über der Temperatur, die das Objekt bei einer optischen Tiefe von eins hat. Die sprayähnlichen Verteilungen gehen dabei von einer kalten Substanz aus, die in eine heiße Umgebung gebracht wird. Da es an den Rändern zur Mischung mit dem Umgebungsgas kommt, nimmt die Dichte ausgehend von der Mitte (geometrische Tiefe von zwei) kontinuierlich nach außen ab. Die Effektivtemperatur hängt nicht nur von der Temperaturverteilung sondern auch von der Teilchendichte ab. Zwar ist die Form der Verteilungen in Abb. 2.8b und 2.8c gleich, doch Abb. 2.8c weist eine höhere Teilchendichte auf. Damit wird der Einfluss der Randbereiche gestärkt: Sowohl der Punkt der optischen Tiefe von eins, als auch der Punkt, an dem DIT-Temperatur

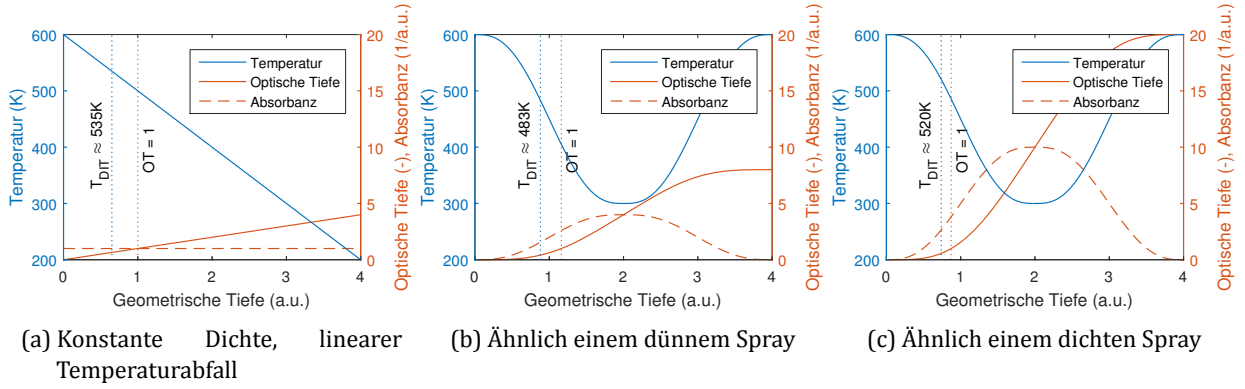


Abb. 2.8: Beispielhafte Temperatur- und Dichteverteilungen und daraus resultierende DIT-Temperatur. OT=1 bezeichnet den Punkt, an dem die optische Tiefe eins ist.

und Objekttemperatur übereinstimmen wandern nach außen. Außerdem sorgen die stärkeren Gradienten dafür, dass diese beiden Punkte enger zusammen wandern. Die Faustformel, dass die effektive Objekttemperatur jener Temperatur entspricht, die bei einer optischen Tiefe von eins gemessen wird, ist in der Astronomie durchaus bekannt und erklärt auf einfache Art und Weise wesentliche Aspekte von Sternenspektren [Kut03].

In der Berechnung der DIT-Signale kann mit den verwendeten Methoden auch die Streuung von Licht berücksichtigt werden. Hierzu muss Gl. (2.24) allerdings ein wenig angepasst werden. Der Faktor α wird unverändert gelassen, erfährt aber eine neue Interpretation. Er stellt nunmehr die Summe aus Absorption und Streuung, also die Extinktion dar. Dementsprechend muss der Quellterm in Gl. (2.24) durch einen erweiterten Quellterm ersetzt werden, der sowohl Emission als auch Streulicht als Quelle berücksichtigt. Mit dem Streuquerschnitt σ_s , dem Absorptionsquerschnitt σ_a und dem Photonstrom aus der Umgebung j_u muss folgende Ersetzung in Gl. (2.24) vorgenommen werden:

$$j(T(x)) \Rightarrow j(T(x)) \frac{\sigma_a(x)}{\sigma_s(x) + \sigma_a(x)} + j_u \frac{\sigma_s(x)}{\sigma_s(x) + \sigma_a(x)} \quad (2.32)$$

Somit kann je nach Temperatur der Umgebung eine räumlich konstante Objekttemperatur T_o über- oder unterschätzt werden. Für ein einzelnes Streuzentrum der Temperatur T_o in einer Kavität mit ideal schwarzen Wänden und der Wandtemperatur T_w vor einem infinitesimal kleinem Hintergrund ist die effektive DIT-Temperatur T_{eff} gegeben durch:

$$T_{\text{eff}} = I_{\text{sk}}^{-1} \left(I_{\text{sk}}(T_o) \frac{\sigma_a}{\sigma_s + \sigma_a} + I_{\text{sk}}(T_w) \frac{\sigma_s}{\sigma_s + \sigma_a} \right) \quad (2.33)$$

Diese Gleichung kann für den Grenzfall nahezu gleicher Temperaturen von Objekt und Umgebung genähert

werden:

$$T_{\text{eff}} \approx T_o + \frac{\sigma_s}{\sigma_s + \sigma_a} (T_w - T_o) + \mathcal{O}((T_w - T_o)^2) \quad (2.34)$$

Dieser Fall erweist sich für die Ermittlung der effektiven Temperatur als vorteilhaft, weil die Objekttemperatur nahe an der gemessenen Temperatur ist. Experimentell ergibt sich hier eine geschickte Möglichkeit genaue Objekttemperaturen zu messen: Zuerst wird die Temperatur eines streuenden Objektes mit DIT gemessen. Anschließend wird die Wandtemperatur auf die gemessene Temperatur gesetzt und die Messung und Anpassung so lang wiederholt, bis die gemessene Temperatur gegen einen Grenzwert konvergiert. Dieser Grenzwert ist die Objekttemperatur ohne Streuung.

Zum besseren Verständnis von Gl. (2.33) bietet sich zudem eine Näherung für verschwindende Streuquerschnitte an:

$$T_{\text{eff}} \approx T_o + \frac{1}{\left. \frac{dI_{\text{sk}}}{dT} \right|_{T_o}} (I_{\text{sk}}(T_w) - I_{\text{sk}}(T_o)) \frac{\sigma_s}{\sigma_a} + \dots \quad (2.35)$$

$$\dots + \mathcal{O} \left(\left(\frac{\sigma_s}{\sigma_a} \right)^2 \right)$$

In erster Näherung (keine Streuung) wird die Objekttemperatur reproduziert. Der folgende Term beschreibt die Abweichung von der Objekttemperatur anhand der Ableitung der Intensität eines Schwarzkörpers in Bezug auf dessen Temperatur multipliziert mit der Intensitätsdifferenz von Hintergrund und Wand und multipliziert mit dem Verhältnis von Absorption zu Streuung. Wiederum hilft auch hier eine möglichst kleine Differenz zwischen Objekt und Umgebungstemperatur für eine hohe Richtigkeit der Messung. Auf den ersten Blick sieht Gl. (2.35) so aus, als würde das Verfahren von einer möglichst großen Ableitung der Schwarzkörperintensität profitieren. Das stimmt allerdings nur für den Fall einer festen Intensitätsdifferenz. In typischen Anwendungsfällen wird mit einer größeren Ableitung auch die Intensitätsdifferenz größer, weil die

Temperaturen von Wand und Objekt fix sind, somit wird der Fehler in Gl. (2.35) nicht kleiner. Nichtsdestotrotz sorgt eine stärkere Ableitung für bessere Messergebnisse, da die Invertierung von $I_{sk}(T)$ in Gegenwart von fixem Kameraräuschen einfacher wird.

Für den Fall, dass die Absorption nur eine untergeordnete Rolle spielt, kann eine ähnliche Näherung wie in Gl. (2.35) benutzt werden:

$$T_{eff} \approx T_w + \frac{1}{\left. \frac{dI_{sk}}{dT} \right|_{T_w}} (I_{sk}(T_o) - I_{sk}(T_w)) \frac{\sigma_a}{\sigma_s} + \dots$$

$$\dots + \mathcal{O} \left(\left(\frac{\sigma_a}{\sigma_s} \right)^2 \right) \quad (2.36)$$

Bei der Betrachtung von Gl. (2.35) und Gl. (2.36) bietet sich für das Objekt der Vergleich zu einem sehr schlechten und sehr guten Spiegel an: Das Objekt zeigt im einen Grenzfall seine eigene Temperatur und im anderen Grenzfall die Temperatur der Umgebung, jeweils mit leichten Korrekturen.

Damit die Streuung in der DIT-Auswertung vernachlässigt werden kann, bietet sich noch eine andere Methode an. Statt die Temperatur der hypothetischen Kammerwand konstant zu lassen, kann die Wandtemperatur während der Messung permanent an die Hintergrundtemperatur angepasst werden. Hierzu muss Gl. (2.24) allerdings anders als in der vorangegangenen Streudiskussion interpretiert werden. Der zusätzliche Quellterm kann nun als negative Absorption aufgefasst werden, der aufgrund der Energieerhaltung im Fall eines einzelnen punktförmigen Objektes genau den Verlust durch die Streuung kompensiert. Dementsprechend würde ein solcher Aufbau im Idealfall die selben effektiven Temperaturen wie ohne Streuung messen. Die Emissivität wäre in diesem Fall nicht wie in der vorangegangenen Diskussion durch die Extinktion bestimmt, sondern wäre für ein einzelnes punktförmiges Objekt rein durch die Absorption gegeben.

Für ausgedehnte Objekte kommt zusätzlich noch die Streuung von Strahlung aus anderen Bereichen des selben Objektes hinzu. Der Einfluss der Streuung auf das Messergebnis kann damit auch für die zwei vorangegangenen Methoden nicht vernachlässigt werden. Die Streuung führt zu einer Verringerung der Ortsauflösung der gemessenen Temperaturen. Sie wäre nur dann vernachlässigbar, falls die freie Weglänge der Photonen im Objekt kleiner ist als die Längenskala der Temperaturänderung. In diesem Fall stammen Photonen, die den Detektor erreichen alle aus einem Gebiet ähnlicher Temperatur, insofern der Absorptionsquerschnitt nicht wesentlich kleiner als der Streuquerschnitt ist.

2.2 Detektoren

Jede Messung wird wesentlich durch die Art des Detektors beeinflusst. Zum besseren Verständnis der später dargestellten Messungen soll auf die Arbeitsweise von IR-Detektoren und von Kameras eingegangen werden.

2.2.1 Infrarotdetektoren

Zur Detektion von IR-Strahlung bieten sich verschiedene Messverfahren an. In kommerziellen Kameras finden sich vor allem zwei Arten von Sensoren: Mikrobolometer- und Photodiodenarrays. Beide wechselwirken direkt mit der IR-Strahlung, die in die Kamera fällt. Ein Mikrobolometer ist ein Objekt mit möglichst geringer Wärmekapazität, das möglichst schwach thermisch an seine Umgebung angekoppelt ist. Die Temperatur des Bolometers wird dementsprechend nicht über den Wärmestrom durch Diffusion oder Konvektion, sondern durch das Strahlungsgleichgewicht mit der Umgebung bestimmt. Ist der Öffnungswinkel des Sensors und die Temperatur der Umgebung bekannt, lässt sich so aus der Temperatur des Mikrobolometers auf die Temperatur des beobachteten Objektes schließen. Typischerweise werden Detektormaterialien wie amorphes Silizium benutzt, deren Widerstand möglichst stark von der Temperatur abhängt. Somit kann durch Anlegen eines kleinen Stromes und eine anschließende Spannungsmessung die Temperatur bestimmt werden. [VM10]

Der Nachteil dieser Art Sensoren ist, dass sie langsam auf Temperaturänderungen in der Umgebung reagieren, da sich erst ein Strahlungsgleichgewicht einstellen muss. Außerdem müssen Mikrobolometerarrays regelmäßig mit einem Schwarzbild bekannter Temperatur abgeglichen werden, da die einzelnen Bolometer leichte Temperaturdrifts aufweisen. Dies passiert in konventionellen Kameras entweder automatisch per Shutter oder per Aufforderung zum Abdecken des Objektivs an den Benutzer. Kommerzielle Systeme benutzen im Normalfall Wellenlängen im LWIR, da sich bei typischen Umgebungsbedingungen der größte Anteil der Strahlung in diesem Bereich befindet und folglich sich das Strahlungsgleichgewicht schneller einstellt. Desweiteren ist das Verhältnis von Wärmestrom durch Strahlung zu unerwünschten Wärmestrom durch Wärmeleitung so höher als im MWIR.

Sollen schnelle Vorgänge detektiert werden, sind momentan Kameras, die auf Halbleiterdetektoren setzen, das Mittel der Wahl. Prinzipiell funktionieren diese Art IR-Kameras wie gewohnte Kameras im sichtbaren Wellenlängenbereich: Photonen treffen auf eine photosensitive Diode, die aus einem p- und einem n-dotiertem Halbleiter besteht. Durch den p-n-Übergang entsteht eine ladungsträgerarme Zone und ein elektrisches Feld, das Löcher und Elektronen in gegensätzliche Richtungen beschleunigt.

Die ankommenden Photonen können nun bei ausreichender Energie ein Elektron-Loch-Paar erzeugen, das an die entgegengesetzten Enden der Photodiode diffundiert und somit für eine Veränderung des messbaren Stroms zwischen den Kontakten der Diode sorgt. Möglichst sensitive Photosensoren brauchen somit eine kleine Kapazität bei großer Fläche des p-n-Überganges. Die einzelnen Dioden werden zu einem Array verschaltet und in regelmäßigen Abständen ausgelesen, sodass ein Kamerabild erzeugt werden kann.

Die Wahl des Photodiodenmaterials ist hierbei davon abhängig, welche Wellenlängen beobachtet werden sollen. Im Bereich bis 1100 nm wird häufig Silizium verwendet. Da die Photonen aber eine Energie oberhalb der Bandlücke des Halbleiters brauchen, damit durch Einfachabsorption ein Elektron-Loch-Paar erzeugt werden kann, können mit diesem Material nicht beliebig langwellige Photonen beobachtet werden. Germanium hat eine leicht geringere Bandlücke, was die Beobachtung von Photonen mit bis zu 1700 nm erlaubt. Für noch langwelligere Photonen muss in der Regel der Chip gekühlt werden, da ansonsten Elektron-Loch-Paare von der Strahlung des Kameragehäuses und bei noch längeren Wellenlängen Elektron-Loch-Paare durch Phononen des Chips das Messsignal zu sehr überlagern. Im weiteren nahen Infrarot kommt noch InGaAs (bis 2,6 μm) zum Einsatz. Im MWIR hauptsächlich InSb (bis 5,5 μm) und auch MCT (Quecksilber-Cadmium-Tellurid), welches bis ins LWIR (bis 14 μm) reicht. Bei 300 K hat, nach dem Wienschen Verschiebungsgesetz, die wellenlängenabhängige Energieverteilung eines Schwarzkörperstrahlers ihr Maximum bei 9,7 μm . [Hel09], [Kin07]

2.2.2 Kameraparameter

Kameras sind Messinstrumente, die die Dimensionen des Raumes auf lediglich zwei Dimensionen abbilden. Damit einhergehend ergeben sich diverse Unzulänglichkeiten, die nur teilweise rechnerisch kompensiert werden können. Die wichtigste Eigenschaft von Kameras ist, dass sie empfindlich für Effekte entlang der Lichtstrahlen, die in das Objektiv treffen, sind. In der tagtäglichen Wahrnehmung ist dieser Effekt schwach ausgeprägt, aber so wie Fotoapparate bei Nebel nur bedingt funktionieren, so stehen IR-Kameras permanent vor der Herausforderung von Lichtabsorption in der Atmosphäre. Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der Bildentstehung in der Kamera. Zum einen wird dieses Wissen für das Ray-Tracing benötigt, zum anderen ist dieser Abschnitt Grundlage der für diese Arbeit neu-implementierten Kamera-Entzerrung in Abs. 4.3.1.

Auch unter optimalen Umgebungsbedingungen ist das aufgezeichnete Bild einer Kamera nicht perfekt: Nach [Tsa87] können drei wesentliche Einflussfaktoren die Bildentstehungen beschreiben.

1. Rotation und Translation
2. Perspektivische Verzerrung
3. Radiale Linsenverzeichnung

Für eine Rekonstruktion der Koordinaten im dreidimensionalen Raum aus dem aufgezeichneten zweidimensionalen Bild müssen diese drei Schritte rückgängig gemacht werden. Dabei ist zu beachten, dass die perspektivische Verzerrung im Allgemeinen keine invertierbare Abbildung ist. Es fließen also zusätzliche Annahmen, zum Beispiel die gemessene Entfernung des Objektes von der Kamera, in die Berechnung ein. Zur Kalibrierung der Kamera wird ein bekanntes strukturiertes Objekt in das Bild gebracht und die bekannten dreidimensionalen Objektkoordinaten in die zweidimensionalen Kamerakoordinaten konvertiert. Als erster Schritt ergibt sich die Rotation um die drei Achsen und die Translation des Objektes. Diese Operationen werden mit den hinlänglich bekannten Drehmatrizen und einem Translationsvektor beschrieben (insgesamt sechs Parameter). Die perspektivische Verzerrung wird über ein Lochkameramodell beschrieben. Dabei wird geschickterweise ein Zylinderkoordinatensystem mit axialer Richtung senkrecht zur Bildebene gewählt. Dann ergeben sich die Kamerakoordinaten r_u, φ_u aus den Weltkoordinaten r_w, φ_w, z_w mit der Auflösung der Kamera χ . Die Auflösung χ erhält dabei die Einheit Pixel pro Bogenmaß:

$$\begin{aligned} r_u &= \chi \frac{r_w}{z_w} \\ \varphi_u &= \varphi_w \end{aligned} \quad (2.37)$$

Die radiale Verzerrung der Linse lässt sich im nächsten Schritt über die verzerrten \vec{x}_v und unverzerrten zweidimensionalen Koordinaten \vec{x}_u beschreiben:

$$\vec{x}_u = \vec{x}_v + \vec{V}(\vec{x}_u) \quad (2.38)$$

Dabei können die tangentialen Komponenten des Verzerrungsvektors \vec{V} vernachlässigt werden [Tsa87]. Der Vektor kann folglich über die radialen Verzerrungsparameter κ_i berechnet werden:

$$\vec{V} = \vec{x}_v \cdot \left(\kappa_1 |\vec{x}_v|^2 + \kappa_2 |\vec{x}_v|^4 + \dots \right) \quad (2.39)$$

Es ist in der Regel ausreichend nur Verzerrungen, die proportional zu κ_1 sind zu berücksichtigen [Tsa87]. Dieser Parameter kann mit einem bekannten Objekt, in unbekannter Lage vor der Kamera berechnet werden, da in diesem Fall Gleichung (2.38) sowohl für κ_1 also auch für \vec{x}_v analytisch lösbar ist. Aufgrund der vielen freien Parameter ist die Berechnung bei unbekannter Lage allerdings etwas aufwändig.

Für die Kalibrierung der Kameraparameter sind in der Regel alle acht Parameter unbekannt und müssen aus den verzerrten Kamerakoordinaten des Referenzobjektes berechnet werden. Insofern das Objekt keine merkliche Tiefenvariation aufweist, ist es nicht möglich zuverlässig gleichzeitig die Auflösung der Kamera und die axiale

Koordinate des Translationsvektors zu bestimmen. Da für die Rücktransformation von Kamera- zu Weltkoordinaten sowieso eine Tiefe angenommen werden muss, stellt dies keine Einschränkung dar. Die restlichen Parameter können iterativ mit einem Optimierungsverfahren bestimmt werden, wobei es sich zeitlich vorteilhaft darstellt Gleichung (2.38) analytisch zu lösen. Hierbei wird in der vorliegenden Arbeit darauf verzichtet, optimierte Startwerte wie in [Tsa87] zu berechnen. Als weiterer Unterschied sei erwähnt, dass die Rotationsmatrix nicht in der $zx'z''$ -Konvention (Standardkonvention) betrachtet wird, sondern in der $zy'x''$ -Konvention („Gier-Nick-Roll“) Damit kann das numerische Problem der kardanischen Blockade (auch als Gimbal-Lock bekannt) bei kaum vorhandener Drehung des Objektes umgangen werden. Bei fehlender Drehung um die x' -Achse sind in der Standardkonvention z - und z'' -Achse parallel, was zu uneindeutigen Lösungen für die entsprechenden Rotationswinkel führt. Die vorangegangenen Details sind zwar für die Ergebnisse des Algorithmus belanglos, für eine erfolgreiche Implementierung allerdings von einigem Wert.

Sobald alle Parameter bestimmt sind, können jedem Pixel des Kamerabildes eindeutig die entsprechenden drei Weltkoordinaten des Objektes zugewiesen werden. Diese Zuordnung wird bei der Entzerrung zur Berechnung eines unverzerrten Bildes und zur Überlagerung der Bilder mehrerer Kameras benutzt.

2.3 Mie-Streuung

Die Mie-Streuung ist die Lösung der Maxwell-Gleichungen für die Streuung einer ebenen Welle an sphärischen Partikeln mit komplexem Brechungsindex. Der Grenzfall für Tropfen, die viel kleiner als die Wellenlänge des einfallenden Lichts sind, wird als Rayleigh-Streuung bezeichnet. Der Grenzfall für Tropfen, die viel größer als die Wellenlänge sind, kann über die geometrische Optik gelöst werden. [Dem13]

Ausgehend von den Maxwellgleichungen und einem linearen Medium

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{E} &= \frac{\rho}{\varepsilon} \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0 \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \vec{B} &= \mu \vec{j} + \mu \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{aligned} \quad (2.40)$$

mit der elektrischen Feldstärke \vec{E} , der magnetischen Flussdichte \vec{B} , der freien Ladungsdichte ρ , der freien Stromdichte \vec{j} und den Materialwerten ε und μ kann diese Art Streuproblem analytisch gelöst werden. Der Brechungsindex eines Mediums n ist definiert als Wurzel

aus dem Verhältnis des Produktes $\mu \varepsilon$ im Vergleich zu den entsprechenden Vakuumwerten, der Vakuum-Permeabilität μ_0 und der Vakuum-Permittivität ε_0 :

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon \mu}{\varepsilon_0 \mu_0}} \quad (2.41)$$

Zum Lösen der Gleichungen empfiehlt es sich die E und B -Felder über Fourier-Transformationen zu beschreiben: Jedes physikalisch sinnvolle Feld \vec{A} in linearen Differentialgleichungen kann als unendliche Linearkombination einer komplexen, konstanten Amplitude und einer komplexen Zeitabhängigkeit beschrieben werden. Für physikalisch sinnvolle Felder sind Integration und Differentiation vertauschbar; folglich kann in den Gl. (2.40) folgende Ersetzung vorgenommen werden [Jac06]:

$$\vec{A}(t) \rightarrow \vec{A} e^{-i\omega t} \quad (2.42)$$

Dementsprechend vereinfachen sich die Maxwell-Gleichungen zu ihrer zeitunabhängigen Form. Für Tropfen aus organischen Medien kann die Stromdichte \vec{j} vernachlässigt werden, da ihr elektrischer Widerstand hoch ist. Wird desweiteren von einer verschwindenden makroskopischen Ladungsdichte ausgegangen, dann ergeben sich folgende Gleichungen aus (2.40) [BH08]

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{E} &= 0 \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0 \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= i\omega \vec{B} \\ \operatorname{rot} \vec{B} &= i\omega \mu \varepsilon \vec{E} \end{aligned} \quad (2.43)$$

Die Lösung der Gleichungen (2.43) unter Berücksichtigung der entsprechenden Kontinuitätsbedingungen an der Tropfengrenzfläche ist in [BH08] zu finden. Die Lösung des Streuproblems lässt sich für große Entfernungen zum Streuzentrum über eine Streumatrix S , die Feldstärke des einfallenden Feldes \vec{E}_e und des gestreuten Feldes \vec{E}_s beschreiben.

$$\begin{pmatrix} E_{\parallel s} \\ E_{\perp s} \end{pmatrix} = \frac{e^{ik(r-z)}}{-ikr} \begin{pmatrix} S_2 & S_3 \\ S_4 & S_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\parallel e} \\ E_{\perp e} \end{pmatrix} \quad (2.44)$$

Dabei ist k der Wellenvektor $k = 2\pi/\lambda$, r der Abstand zum Tropfen und z ist die Komponente der Entfernung zum Tropfen in Richtung der einfallenden Wellen. Die Elemente der Streumatrix sind im Allgemeinen abhängig von der Streurichtung, die über die zwei üblichen Winkel (Polar- und Azimutwinkel) in Kugelkoordinaten beschrieben werden kann. Die magnetische Flussdichte kann über die Maxwellgleichungen aus der elektrischen Feldstärke berechnet werden. Typischerweise reicht allerdings das Ergebnis aus Gleichung (2.44) zur Beschreibung des Problems, da die Intensität der Strahlung der Betrag der elektrischen Feldstärke ist.

Zur einfacheren Beschreibung des Problems wird die komplexe Streumatrix S durch eine reale Amplituden-Streumatrix S' beschrieben. Dazu werden die komplexen

Amplituden durch Stokes-Parameter ersetzt [BH08]. Als wichtigstes Ergebnis sei hier genannt, dass sich für unpolarisierte Strahlung das Intensitätsverhältnis aus gestreuter I_s zu einfallender Strahlung I_e durch die Summe der Betragsquadrate der Streumatrixelemente darstellen lässt:

$$I_s = \frac{1}{2k^2 r^2} (|S_1|^2 + |S_2|^2 + |S_3|^2 + |S_4|^2) I_e \quad (2.45)$$

Ausgehend von der Annahme, dass die Wellenlänge bei der Streuung konstant bleibt (inelastische Streuung, wie die Raman-Streuung, ist im sichtbaren und IR in der Regel vernachlässigbar [BH08]), kann die Lichtintensität direkt durch den Photonenstrom j ersetzt werden. Zur Beschreibung der Raumwinkelverteilung der gestreuten Teilchen wird typischerweise der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ als Zusammenhang zwischen einlaufendem Teilchenstrom j_e und pro Raumwinkel gestreutem Teilchenstrom $j_s(\Omega)$ benutzt. Somit wird aus Gleichung (2.45)

$$j_s(\Omega) = \frac{d\sigma}{d\Omega} j_e \quad (2.46)$$

mit

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2k^2} (|S_1|^2 + |S_2|^2 + |S_3|^2 + |S_4|^2) \quad (2.47)$$

Das Integral über den gesamten Raumwinkel liefern den totalen Streuquerschnitt σ . Bei der genauen Betrachtung der Energieflüsse durch eine hypothetische Kugeloberfläche um das Streuzentrum fällt auf, dass mehr Energie in das Volumen fließt, als wieder herauskommt: Der imaginäre Anteil des Brechungsindex sorgt dafür, dass Energie im Tropfen absorbiert wird. Somit kann auch ein totaler Wirkungsquerschnitt für Absorption σ_a angegeben werden. Da Absorption und Streuung zusammen die Extinktion ergeben, ergibt sich folgender Zusammenhang der totalen Wirkungsquerschnitte:

$$\sigma_e = \sigma_a + \sigma_s \quad (2.48)$$

Für sphärische Tropfen können die entsprechenden Gleichungen analytisch gelöst werden. Der interessierte Leser sei hierfür auf [BH08] verwiesen. Die Lösung vereinfacht sich enorm durch die Zylindersymmetrie des Problems der Streuung einer ebenen Welle an einem sphärischen Tropfen. Dementsprechend beinhaltet die Lösung nur noch eine Abhängigkeit vom Brechungsindex, dem Verhältnis von Tropfendurchmesser zu Wellenlänge und dem Streuwinkel relativ zur einfallenden Strahlung. Abbildung 2.9 zeigt beispielhafte totale Wirkungsquerschnitte für Absorption, Streuung und Extinktion von n-Heptan-Tropfen, während Abb. 2.10 die entsprechenden differentiellen Wirkungsquerschnitte bei fester Wellenlänge zeigt. Beide Abbildungen sind mittels eines Programmcodes aus [BH08] berechnet.

Die Interpretation der Wirkungsquerschnitte bedarf einer gewissen Sorgfalt. Die Erwartung der klassischen

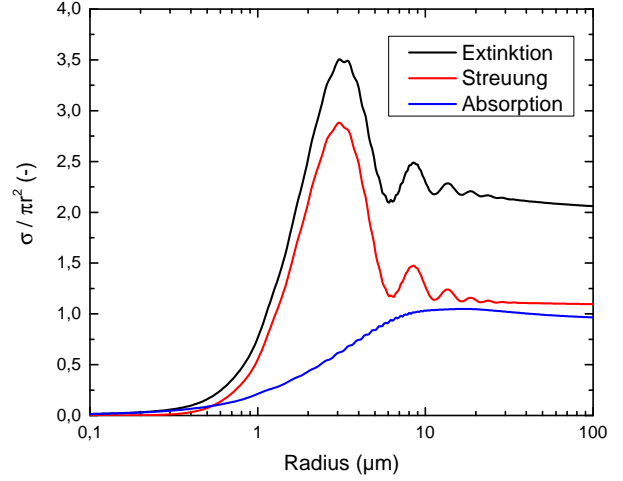


Abb. 2.9: Wirkungsquerschnitte von Absorption, Streuung und Extinktion für n-Heptan-Tropfen. Darstellung normiert auf geometrischen Querschnitt. Wellenlänge 3,4 µm, Brechungsindex 1,338 - 0,0341i, [And00].

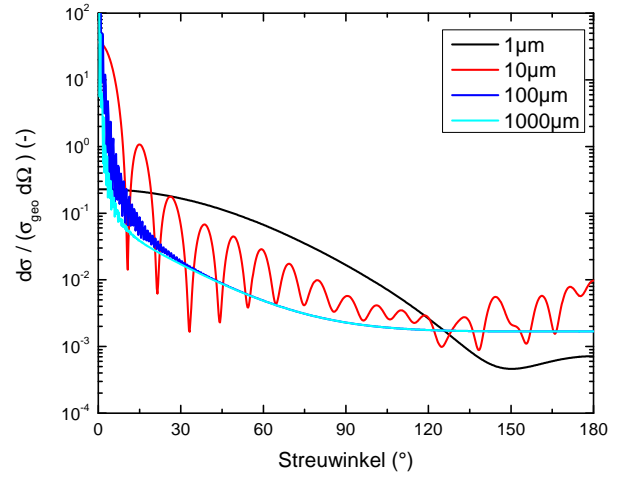


Abb. 2.10: Normierter differentieller Wirkungsquerschnitt von n-Heptan-Tropfen verschiedenen Radius. Wellenlänge 3,4 µm, Brechungsindex 1,338 - 0,0341i [And00].

Physik, dass die Wirkungsquerschnitte nicht größer als der geometrische Querschnitt werden können, wird in Abb. 2.9 widerlegt. Der Grund ist, dass im Bereich kleiner Tropfenradien im Vergleich zur Wellenlänge die geometrische Optik nicht mehr gilt. Vereinfacht gesprochen erhöht die fehlende Lokalisierung des Photons den effektiv wirkenden Streuquerschnitt des Tropfens. Gleichzeitig kommt es zu Resonanzeffekten in den Wirkungsquerschnitten. Für große Tropfenradien nähert sich der Extinktionsquerschnitt einem Wert von zwei an. Dies kann nicht a priori mit der geometrischen Optik erklärt werden. Hier hilft es sich Abb. 2.10 genauer anzuschauen: Für eine steigende Tropfengröße nimmt die Anzahl an Minima

und Maxima entlang des Streuwinkels θ zu. Außerdem gilt für Tropfenradien, die viel größer als die Wellenlänge sind, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt eine Überhöhung für Streuung in Vorwärtsrichtung zeigt. Dies führt dazu, dass im Limit großer Tropfen die Extinktion doppelt so groß ist, wie der geometrische Querschnitt. Gleichzeitig nimmt der Streuquerschnitt den Wert eins an und zeigt eine Gewichtung in Vorwärtsrichtung. In Summe erscheint es für einen Beobachter, der Vorwärtstreuung nicht vom einfallenden Licht unterscheiden kann, so als ob der Extinktionsquerschnitt dem geometrischen Querschnitt entspricht. Bei der Analyse von Abb. 2.10 sollte nicht vergessen werden, dass die Streuung in ein Intervall $d\theta$ sich vom differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ für zylindersymmetrische Probleme um einen Faktor von $\sin \theta$ unterscheidet.

2.4 Technische Grundlagen

Neben den Messmethoden und deren physikalischen Phänomenen ist auch eine genauere Betrachtung des zu messenden Objektes für ein gutes Verständnis der Messergebnisse erforderlich. Dabei wird in den folgenden Abschnitten auf grundlegende Themen in der Otto-Motoren-Forschung eingegangen: dem Verhalten von Sprays, dem Verhalten von Gasstrahlen und der Arbeitsweise einer Verbrennungskraftmaschine.

2.4.1 Gasdüsen

Eine Gasdüse ist eine mit Gas durchströmte Leitung deren Querschnitt sich ändert. Für die Methandirekteinblasung, die hauptsächliche Anwendung für Gasdüsen in dieser Arbeit, kann das System näherungsweise durch zwei Behälter mit konstantem Druck, die durch eine kleine Öffnung miteinander verbunden sind, beschrieben werden. Häufig sind die Strömungsgeschwindigkeiten dabei so hoch, dass der Wandwärmeübergang vernachlässigt werden kann und näherungsweise von einer isentropen Zustandsänderung ausgegangen werden kann. In diesem Fall werden zwei Arten von Strömungszuständen unterschieden: Die Unterschall- und die Überschallströmung [SS14].

Der Übergang zwischen den beidem Regimes ist durch das kritische Druckverhältnis r_{krit} gegeben. Oberhalb des kritischen Druckverhältnisses ändert sich der Druck an der engsten Stelle p_d nicht mehr bei Änderungen des Druckes auf der Niederdruckseite, es wird davon gesprochen, dass die Düse sperrt. In diesem Fall kann ergibt sich folgende Gleichung für die auftretenden Drücke [SS14]:

$$\frac{p_r}{p_d} = \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa}{1-\kappa}} =: r_{\text{krit}} \quad (2.49)$$



Abb. 2.11: Machscheiben hinter einer Überschalldüse.

Wobei κ der Isentropenkoeffizient des Gases und p_r der Raildruck, also der Druck im Hochdruckreservoir, ist. Für Methan beträgt der Isentropenkoeffizient ungefähr 1,32, damit ergibt sich ein kritisches Druckverhältnis von 1,84 [Whi10]. Das bedeutet, sobald der Raildruck ungefähr doppelt so groß wie der Zylinderdruck (dem Druck im Niederdruckreservoir) ist, erfolgt die Einblasung überkritisch.

Da der Druck an der engsten Stelle der Düse wie erwartet unabhängig vom Gegendruck ist, gilt selbiges auch für den Massenstrom \dot{m} durch die engste Querschnittsfläche A_d unter Beachtung der Gasdichte im Rail ρ_r :

$$\frac{\dot{m}}{A_d \sqrt{2p_r \rho_r}} = \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa + 1}} \quad (2.50)$$

Das markanteste Merkmal einer überkritischen Strömung ist allerdings, dass die Geschwindigkeit an der engsten Stelle der Schallgeschwindigkeit entspricht und das Gas während seiner weiteren Expansion noch zusätzlich beschleunigt wird. Somit ergeben sich nach dem engsten Querschnitt Strömungsgeschwindigkeiten, die über der Schallgeschwindigkeit des Gases liegen können. Erfolgt diese Expansion außerhalb der Düse, wird von einer Nachexpansion gesprochen und es ergeben sich aufgrund der Überschallströmung charakteristische Verdichtungsstöße, wie sie in Abb. 2.11 zu sehen sind. Dabei wechseln sich Bereiche mit geringer Dichte und hoher Strömungsgeschwindigkeit mit kleinen Bereichen hoher Dichte und geringer Strömungsgeschwindigkeit ab. Das entstehende Muster ist auch als Schockstruktur mit Machscheiben bekannt. Der Abstand der ersten Machscheibe von der Düse x_M ist durch einen empirischen Zusammenhang zwischen Düsendurchmesser d_d , Raildruck p_r und Gegendruck p_g gegeben [Ris96]:

$$x_M = 0,66 d_d \sqrt{\frac{p_r}{p_g}} \quad (2.51)$$

Das Verhältnis aus Durchmesser der Machscheibe zur Entfernung der ersten Machscheibe von der Düse beträgt

in der Regel 2,2 [Ris96]. Da die Berechnungen zur Gasströmung auf einer isentropen Zustandsänderung eines idealen Gases beruhen, kann die Temperatur T an einer beliebigen Stelle durch den Druck p an ebendieser Stelle berechnet werden [SS14]:

$$\frac{T}{T_r} = \left(\frac{p}{p_r} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (2.52)$$

Für einen Raildruck von 10 MPa bei 370 K und einen Gegen-
druck von 0,1 MPa ergibt sich eine Temperatur von 98 K für Methan. Da die Siedetemperatur von Methan lediglich 112 K beträgt [Lid04], ist die Näherung durch ein ideales Gas streng genommen nicht gerechtfertigt. Für Temperaturen, die weit größer als die Siedetemperatur sind, behalten die Gleichungen näherungsweise ihre Gültigkeit. Es sollte allerdings beachtet werden, dass gerade in den Bereichen hoher Strömungsgeschwindigkeit (zwischen den Machscheiben) so geringe Drücke auftreten können, dass die Gasatome anfangen Cluster zu bilden [SDT98].

2.4.2 Sprays

Als Spray sei innerhalb dieser Arbeit jede Lösung von mehreren Flüssigkeitstropfen in gasförmiger Umgebung bezeichnet – auch wenn es in der Literatur diverse Einschränkungen der Definition gibt [KW12]. Zur Charakterisierung von Sprays wird als allgemeines Kriterium die Form herangezogen: Es wird zwischen fächerförmigen, Hohlkegel- und Vollkegelsprays unterschieden. Die Güte des Sprays wird in der Regel über einen gemittelten Tropfendurchmesser beschrieben. Er kann aus der Tropfengrößenverteilung $n(D)$ nach folgender Formel berechnet werden [NYB02]:

$$D_{pq} = \left(\frac{\int_0^\infty D^p n(D) dD}{\int_0^\infty D^q n(D) dD} \right)^{\frac{1}{p-q}} \quad (2.53)$$

Von besonderem Interesse sind dabei der mittlere arithmetische Tropfendurchmesser D_{10} und der Sauterdurchmesser D_{32} . Der Sauterdurchmesser ist ein Maß für das Oberfläche-zu-Volumen-Verhältnis und spielt dementsprechend bei der Tropfenverdunstung eine tragende Rolle. Üblicherweise wird die Tropfengrößenverteilung durch eine Verteilungsfunktion genähert. Beispielsweise eignet sich dazu die Nukiyama-Tanasawa-Verteilung, die in ihrer normierten Form durch folgende Gleichung beschrieben werden kann [Gon+08]:

$$n(D) = \frac{n D^p}{m^{p+1} \Gamma\left(\frac{p+1}{n}\right)} \exp\left(-\left(\frac{D}{m}\right)^n\right) \quad (2.54)$$

Dabei sind m , n und p freie Parameter der Verteilung. n und p sind einheitenlos, während m die Dimension einer Länge hat. Der Sauterdurchmesser einer solchen Verteilung lässt sich einfach berechnen [Gon+08]:

$$D_{32,NT} = m \frac{\Gamma\left(\frac{p+4}{n}\right)}{\Gamma\left(\frac{p+3}{n}\right)} \quad (2.55)$$

Typische Werte für Benzinsprays sind m zwischen $1 \mu\text{m}$ und $100 \mu\text{m}$, n gleich 2 und p gleich 1,2 [Gon+08]. Für $p = n - 1$ geht die Nukiyama-Tanasawa-Verteilung in die Weibull-Verteilung über.

Generell wird zwischen vier unterschiedlichen primären Zerfallsarten der Flüssigkeit in Tropfen unterschieden [RB86]:

- Rayleigh-Regime: zertropfen
- Erstes windinduziertes Regime: zerwellen
- Zweites windinduziertes Regime: zerwellen
- Zerstäubungsregime

Technisch relevant für die Benzindirekteinspritzungsinjektoren in dieser Arbeit ist lediglich das Regime der Zerstäubung. Der Prozess der Zerstäubung beginnt ab einer Weber-Zahl von 40 [LR98]. Da die Weber-Zahl We gegeben ist als Verhältnis von Trägheitskraft zu Oberflächenspannung, kann sie aus der Dichte ρ , der Geschwindigkeit v , der charakteristischen Länge L und der Oberflächenspannung σ berechnet werden:

$$We = \frac{\rho v^2 L}{\sigma} \quad (2.56)$$

Mit den Stoffwerten von n-Heptan (Dichte 680 kg/m^3 , Oberflächenspannung 20 mN/m , bei 298 K [Lid04]) und einer charakteristischen Länge in der Größenordnung von $100 \mu\text{m}$ ergibt sich eine Geschwindigkeit von 11 m/s für eine Weber-Zahl von 400. Wird die erwartete Geschwindigkeit mit der Bernoullischen Druckgleichung über

$$v = \sqrt{2 \frac{\Delta p}{\rho}} \quad (2.57)$$

abgeschätzt, so ergibt sich bei einer Druckdifferenz Δp von 10 MPa eine Geschwindigkeit v von 170 m/s bei einer Dichte ρ von 680 kg/m^3 . Für die meisten in dieser Arbeit vorgestellten Messungen ist folglich die Zerstäubung das dominierende Zerfallsregime. Charakteristisch für die Zerstäubung ist das Entstehen von Tropfen, die kleiner als der Düsenquerschnitt sind, und das Ausbilden eines flüssigen Kernes, der von vielen kleinen Tropfen umgeben ist und sich schnell auflöst.

2.4.3 Verdampfungsmodelle

Die Verdunstung von Tropfen zu simulieren gestaltet sich als eine herausfordernde Aufgabe, da sich bei der Lösung gekoppelte Differentialgleichungen für Wärme- und Stofftransport in flüssiger und dampfförmiger Phase ergeben. Es existieren daher diverse Näherungsmodelle, die sich gemäß [Saz+06] in sechs Gruppen steigender Komplexität einordnen lassen:

1. Modelle mit räumlich und zeitlich konstanter Oberflächentemperatur des Tropfens

Kriterium	Abramzon	Dukowicz	Frolov	Spalding
$T_{\text{Oberfläche}}$	gleichförmig variabel	gleichförmig variabel	gleichförmig variabel	gleichförmig variabel
$T_{\text{im Tropfen}}$	var./gleichf.	gleichförmig	gleichförmig	gleichförmig
Besonderheiten	Anströmung möglich	Anströmung möglich	eff. Wärmeleitf. des Gases	infinitesimaler Krümmungsradius
Ext. Annahmen	Theorie dünner Filme	\dot{Q}	Korrektur für Fouriersches Gesetz	$Le = 1 \Rightarrow \dot{m}_t$
Lewis-Zahl	$Le(t)$	konstant	$Le(t)$	≈ 1
Nußelt-Zahl	$2 + \frac{Nu-2}{Pr}$	$2 + 0.6\sqrt{Re} \sqrt[3]{Pr}$	$2 + 0.6\sqrt{Re} \sqrt[3]{Pr}$	„bekannt“
Komplexität	2/4	2	2	2
Referenz	[AS89]	[Duk79]	[FFB06]	[Spa53]

Tab. 2.1: Gemeinsamkeiten und Unterschiede der verschiedenen Verdampfungsmodelle.

- Modelle mit unendlicher Wärmeleitfähigkeit im Tropfen (räumlich konstante Temperatur)
- Modelle mit Wärmeleitung im Tropfen, allerdings ohne Zirkulation der Flüssigkeit
- Modelle mit effektiver Wärmeleitung im Tropfen um die Zirkulation zu nähern
- Modelle, die Wirbel im Tropfen berücksichtigen
- Modelle, die auf der Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen beruhen

Im folgenden sollen lediglich Modelle der Komplexitätsklasse 2 besprochen werden, da aufgrund des mit der Komplexität steigenden Rechenaufwandes nur diese Modelle für eine Spraysimulation herangezogen werden. Grundsätzlich gehen die meisten Modelle von der Energiebilanz des Einzeltropfens

$$m_t c_t \dot{T}_t = \dot{Q} + L \dot{m}_t \quad (2.58)$$

und dem Fourierschen Gesetz aus:

$$\dot{Q} = A_t \alpha (T_g - T_t) \quad (2.59)$$

Dabei ist m_t die Masse des Tropfens, c_t seine spezifische Wärmekapazität, T_t seine Temperatur und A_t seine Oberfläche. Zusätzlich gehen noch die spezifische Verdampfungswärme L , der Wärmeübergangskoeffizient α und die Gastemperatur T_g ein. Ausgehend von diesen Gleichungen können verschiedene Annahmen getroffen werden. Im Folgenden wird näher auf die Verdampfungsmodelle von Abramzon, Dukowicz, Frolov und Spalding eingegangen, siehe auch Tab. 2.1.

Zur Charakterisierung der verschiedenen Modelle ist es nützlich die Lewis-Zahl, das Verhältnis aus Temperaturleitfähigkeit und Diffusionskoeffizient in der Gasphase, zu betrachten. Eine Lewis-Zahl von eins erleichtert die Lösung der Differentialgleichungen erheblich, da dann Wärme- und Stofftransport dem selben Gesetz folgen. Eine weitere charakteristische Größe ist die Nußelt-Zahl, dem Verhältnis aus Wärmeübergangskoeffizient multipliziert

mit der charakteristischen Länge zur Wärmeleitfähigkeit des Fluids. Die Nußelt-Zahl drückt demzufolge aus, um welchen Faktor die Konvektion stärker als die Leitung zum Wärmeübertrag beiträgt.

Das Modell von Spalding ist das älteste der vier und gleichzeitig auch eines der einfachsten. Es geht von planen Flächen aus und berechnet den Massenstrom unter der Annahme, dass die Lewis-Zahl eins sei. Einen anderen Ansatz wählt Dukowicz, in diesem Modell wird die Lewis-Zahl als konstant und gegeben angenommen. Aus einem empirischen Modell des Wärmestromes \dot{Q} kann so das entstehende Gleichungssystem gelöst werden. Abramzon und Sirignano [AS89] stützen sich in ihrer Herleitung auf die Strömungsmechanik von Flüssigkeitsfilmen. Somit erhalten sie eine modifizierte Version der Nußelt- und Sherwood-Zahl und eine Vorhersage der Lewis-Zahl in Abhängigkeit von der Zeit. Einen leicht anderen Ansatz wählt [FFB06]. In dieser Veröffentlichung wird das Fouriersche Gesetz durch eine modifizierte Version im Nichtgleichgewichtszustand ersetzt. Der Massestrom wird dabei durch die selbe Formel wie in [Spa53] beschrieben, mit dem Unterschied, dass die Sherwood-Zahl (Verhältnis des Massetransportkoeffizienten infolge von Konvektion zu dem Massetransportkoeffizienten infolge von Diffusion) fest auf zwei gesetzt wird. Dies entspricht ruhenden Tropfen.

Alle diese Modelle sagen das Auftreten einer sogenannten Kühlgrenztemperatur voraus. Diese Temperatur entspricht dem Gleichgewicht zwischen Verdunstungskühlung und Erwärmung des Tropfens durch die Umgebung. Sie kann in den erwähnten Modellen nicht überschritten werden. Ein erweitertes Abramzon-Modell [AS06], das auch die Aufheizung des Tropfens durch Strahlung berücksichtigt zeigt, dass reale Tropfen durchaus die Kühlgrenztemperatur überschreiten, sich aber für $t \rightarrow \infty$ jener annähern. Im Allgemeinen ist es nur möglich eine iterative Formel für die Kühlgrenztemperatur anzugeben [FFB06], von daher sei an dieser Stelle darauf verzichtet.

2.4.4 Verbrennungskraftmaschinen

Eine Verbrennungskraftmaschine wandelt chemische Energie in mechanische Energie um. Für die vorliegende Arbeit sind dabei vor allem Viertaktmaschinen nach dem Otto-Prozess von Belang. Für eine technisch gute Beschreibung der Zusammenhänge sei der Leser auf [Bosch14] verwiesen.

Auf die wichtigsten Details wird im Folgenden knapp eingegangen: Die vier Arbeitstakte des Motors bestehen im klassischen Fall darin ein Luft-Kraftstoff-Gemisch anzusaugen, es zu komprimieren, dann zu zünden, die freiwerdende Energie in Rotationsenergie umzuwandeln und dann das Abgas auszustoßen. Die Benzinsaugrohreinspritzung sorgt dabei dafür, dass Luft und Kraftstoff möglichst homogen vorgemischt sind. Die Benzindirekteinspritzung ersetzt die Ansaugung von Luft-Kraftstoff-Gemisch durch die Ansaugung von reiner Luft. Der Kraftstoff kann während des Ansaugvorganges direkt in den Brennraum eingespritzt werden und somit wieder ein zum Zündzeitpunkt homogenes Gemisch erzeugt werden. Alternativ erfolgt die Einspritzung kurz vor der Zündung, damit kann ein möglichst inhomogenes aber zündfähiges Gemisch erzeugt werden (Ladungsschichtung). Beim Otto-Motor unerwünscht ist die unkontrollierte Selbstentzündung des Kraftstoffes, da diese im besten Fall zu stärkerer Geräuscentwicklung, im schlechtesten Fall zu Bauteilschäden führt.

Der Großteil der momentan benutzten Benzinmotoren wird mit einem homogenen Luft-Kraftstoff-Gemisch betrieben. Das Gemisch ist dabei so zusammengesetzt, dass jedes Sauerstoffmolekül an der Verbrennung teilnimmt und der Kraftstoff vollständig verbrannt wird. Das Mischungsverhältnis ist vor allem durch die nötigen Bedingungen zur Reinigung der Abgase und zur Entzündung des Gemisches bei möglichst hohem Wirkungsgrad festgesetzt. Dementsprechend kann die Leistung nicht durch eine Änderung der Kraftstoffmenge geregelt werden, sondern muss über eine Drosselung der angesaugten Gemischmenge eingestellt werden. Die dadurch entstehenden Wirkungsgradverluste bei niedriger Motorlast werden auch als Drosselverluste bezeichnet.

Generell befindet sich die Entwicklung von Verbrennungskraftmaschinen immer in einem Zielkonflikt zwischen Leistung, Verbrauch und Emissionen. Techniken wie die Benzindirekteinspritzung können hierbei helfen, mehrere Ziele auf einmal zu erfüllen.

2.4.4.1 Prinzipien der Abgasrückführung

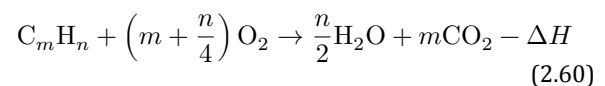
Die Abgasrückführung (AGR) ist die Beimischung von Abgas zum Frischgas einer Verbrennungskraftmaschine. Am Benzinmotor dient sie zum einen des Bauteilschutzes durch reduzierte Abgastemperaturen und zum anderen der Vermeidung von Drosselverlusten. Prinzipiell wird

zwischen zwei Arten von AGR unterschieden: der internen und der externen.

Die interne AGR lässt sich nie ganz vermeiden und ergibt sich zum Beispiel durch ein vorhandenes Totvolumen beim Ausschleichen der Abgase und durch ein Zurückströmen der Abgase aus dem Brennraum in das Saugrohr. Die interne AGR kann verändert werden, indem Abgas- oder Saugrohrdruck verändert werden und indem die Steuerzeiten der Einlass- und Auslassventile verändert werden. In einigen Betriebsmodi kann zum Beispiel bewusst Abgas im Saugrohr eingelagert werden, indem die Einlassventile früher geöffnet werden. Auch ein gleichzeitiges Öffnen von Einlass- und Auslassventilen ist möglich. Bei richtiger Wahl der Drücke entsteht dadurch eine Spülung des Brennraumes und eine geringe interne Abgasrückführung.

Die externe AGR gibt es in zwei weiteren Varianten: Hoch- und Niederdruck-AGR. Beide funktionieren mit einem Turbolader. Der Turbolader besteht aus einer Turbine im Abgas und einem Verdichter im Frischgas. Er sorgt damit für eine Kompression der zugeführten Frischluft mittels der Energie aus dem Abgas. Der erhöhte Druck im Saugrohr sorgt für mehr Gas im Brennraum und führt somit zu einer höheren Leistung. Bei der Hochdruck-AGR wird Abgas aus einem Bereich vor dem Turbolader entnommen, gekühlt und in den Hochdruckteil der Frischgasversorgung zugegeben. Bei der Niederdruck AGR wird das Abgas erst entspannt und gekühlt und dann auf der Frischluftseite vor der Kompression der Luft durch den Verdichter wieder zugegeben.

Die vollständige Verbrennung von Kohlenwasserstoffen kann durch eine einfache Summenreaktionsformel beschrieben werden:



Ein Mol eines Kohlenwasserstoffmoleküls mit m C-Atomen und n H-Atomen reagiert dabei unter Freiwerden einer Enthalpie ΔH zu Wasser und Kohlendioxid. Die Menge an Wasser im Abgas lässt sich vorhersagen, sofern das Verbrennungsluftverhältnis λ im Brennraum bekannt ist. Für einen Kraftstoff mit einem stöchiometrischen Luft-Kraftstoff-Verhältnis L_{st} , Massenanteil des Wasserstoffs c_H und Massenanteil des Kohlenstoffs c_C , ergibt sich ein Molenbruch von Wasser χ_{H_2O} :

$$\chi_{H_2O} = \frac{\frac{c_H}{2\bar{M}_H}}{\frac{c_H}{2\bar{M}_H} + \frac{c_C}{\bar{M}_C} + L_{st} \left(\frac{\lambda}{\bar{M}_{luft}} - \frac{c_{O_2}}{\bar{M}_{O_2}} \right)} \quad (2.61)$$

Dabei ist \bar{M}_{luft} die mittlere molare Masse von Luft und c_{O_2} der Massenanteil an Sauerstoff in der Luft. Für einen Referenzkraftstoff sind die entsprechenden Zahlen in Tab. 2.2 dargestellt.

Variable	Wert
c_H	0,1325
c_C	0,8675
L_{st}	14,53

Tab. 2.2: Stoffdaten für Referenzkraftstoff CEC RF-02-03.

2.4.4.2 Ladungswechselrechnung

Der Ladungswechsel bei einer Hubkolbenmaschine ist das Austauschen des Abgases im Brennraum durch Frischgas. Relevant für den Ladungswechsel ist die Zeitspanne, in der Einlass- und Auslassventile offen sind. Ladungswechselrechnungen können verschieden komplex ausgeführt werden. Typischerweise wird der zeitliche Zylinderdruckverlauf bei einem vorgegebenen Luft-Kraftstoff-Verhältnis ausgewertet und mit bekannten oder gut geschätzten Parametern wie dem zeitlich veränderlichen Brennraumvolumen, dem Kohlenstoffgehalt des Kraftstoffes, der Molmasse des Kraftstoffes, den Ventilhubkurven, den Öffnungsquerschnitten, dem Saugrohr- und Abgasgegendruck, der Temperatur von Frischluft, Abgas und Brennraumwand und der relativen Luftfeuchtigkeit verrechnet. Je mehr Parameter benutzt werden, desto genauer kann der Restgasanteil abgeschätzt werden. Typischerweise berücksichtigen Ladungswechselrechnungen keine räumlichen Verteilungen, sondern betrachten als einzige Dimension die Zeit. [MB71], [KB04]

Für Viertaktmotoren, die keinen Ventilüberschnitt (Ein- und Auslassventil sind gleichzeitig geöffnet) haben, kann der erwartete Restgasanteil im Zylinder einfach abgeschätzt werden. Die Auslassventile schließen dann kurz vor dem oberen Totpunkt des Ladungswechsels und die Einlassventile öffnen kurz nach dem oberen Totpunkt (z.B. Tab. 3.1). Zum Zeitpunkt des oberen Totpunkts existiert also ein Totvolumen V_o , das mit Gas bei dem Abgasgegendruck p_a bei der Abgastemperatur T_a gefüllt ist. Dieses Gas expandiert sobald die Einlassventile geöffnet werden. Zum unteren Totpunkt liegt im Brennraum ein Gemisch aus Abgas und Frischgas vor. Damit der Motor ein zündfähiges Gemisch herstellen kann, muss das expandierte Restgasvolumen kleiner als das aktuelle Brennraumvolumen sein. Wäre dies nicht der Fall, wäre kein Frischgas im Brennraum vorhanden. Dementsprechend mischt sich das Restgas, das bei dem Saugrohrdruck p_s und der entsprechenden Gastemperatur p_s ein gewisses Volumen V_{rg} einnimmt mit dem Frischgas. Mit dem idealen Gasgesetz und der Annahme, dass die Teilchenzahl konstant bleibt, kann dieses Volumen abgeschätzt werden:

$$V_{rg} = \frac{p_a V_o T_s}{T_a p_s} \quad (2.62)$$

Wird das Kompressionsverhältnis ϵ als Verhältnis des Volumens zum Zeitpunkt des unteren Totpunkts zum

Volumen am oberen Totpunkt eingeführt, kann der Anteil an Restgas r durch folgende Formel beschrieben werden:

$$r = \frac{1}{\epsilon} \frac{T_s p_a}{T_a p_s} \quad (2.63)$$

Gleichung (2.63) beschreibt die Abnahme der internen AGR durch eine Verringerung der Gasdichte zum oberen Totpunkt (Erhöhung der Abgastemperatur T_a oder Verringerung des Abgasgegendrucks p_a) und sie beschreibt die Abnahme der AGR durch eine Erhöhung der Dichte des Gases im Saugrohr (Verringerung der Temperatur T_s oder Erhöhung des Saugrohrdruckes p_s). Strömungsverluste werden bei dieser Näherung nicht berücksichtigt.

3 Messung der Abgasrückführung am Transparentmotor

Das Verständnis der Wirkzusammenhänge zwischen den Parametern des Motordesigns und den für den Betrieb wichtigen Kenngrößen wie Leistung, Verbrauch und Emissionen ist ein integraler Baustein der Motorenentwicklung. Zur Vertiefung dieses Verständnisses bietet es sich an, Messungen an einem Verbrennungsmotor mit speziellen optischen Zugängen durchzuführen. Eine besondere Form des optischen Zugangs erlaubt der sogenannte Transparentmotor: Bei ihm sind sowohl die Zylinderwand als auch der Kolben größtenteils aus transparenten Materialien aufgebaut. Dadurch können nahezu alle Bereiche des Brennraumes, wie in Abb. 3.1 dargestellt, beobachtet werden. Selbstredend ergeben sich durch die Wahl von transparenten Materialien auch einige Einschränkungen bezüglich der Dauerfestigkeit des Motors. Aufgrund des Ersetzens der Ölschmierung durch eine Trockenschmierung (z.B. mit Graphit) ergeben sich veränderte Betriebsbedingungen.

Von besonderem Interesse für die Motorenentwicklung ist die interne Abgasrückführung (AGR) eines Benzinmotors. Einerseits kann durch eine gezielte AGR bei niedrigen Lasten der Wirkungsgrad des Motors gesteigert werden. Die Ursache hierfür ist in der Drosselung des Motors zu suchen: Die Leistung eines Benzinmotors wird üblicherweise nicht über die Kraftstoffmenge geregelt, sondern über die Menge an angesaugter Luft beziehungsweise an Luft-Kraftstoff-Gemisch. Eine Drossel veränderlichen Querschnitts im Saugrohr sorgt hierbei für eine Anpassung des zugeführten Frischgases und damit der Leistung. Wird die Drosselstelle durch eine variable Zumschung von inertem Abgas ersetzt, kann die Frischluftmenge weiterhin verändert werden, allerdings ohne dass der Motor Gas durch eine Drossel ansaugen muss. Andererseits ist die maximale Leistung des Motors durch die maximale Luftmenge begrenzt. Hierbei spielt das mit Abgas gefüllte Totvolumen im Zylinder, welches nicht ausgestoßen werden kann, eine besondere Rolle.

Für die Messung des Restgases im Zylinder eines Verbrennungsmotors bieten sich diverse Messtechniken an; Beispiele finden sich in [Gal+90], [Moo+06], [WBL06], [LBL10], [Wit+12a] und [Ber+13]. Allerdings eignen sich nur wenige Methoden dazu, die zyklus aufgelöste zweidimensionale Restgasverteilung zu bestimmen. Eine dieser Messmethoden ist die inverse laserinduzierte Fluoreszenz (LIF). Hierbei wird dem Frischgas ein Tracer hinzugegeben, der an der Verbrennung teilnimmt. Somit kann über ein Fehlen von Tracermolekülen auf die Restgasverteilung geschlossen werden. Eine vielversprechende Alternative zur LIF ist die Absorption von Infrarotlicht

(IR-Licht). Insbesondere das nahe IR-Licht (SWIR) ist für eine Verwendung am Transparentmotor geeignet, da die typischerweise verwendeten Quarzglasoptiken Licht bis zu einer Wellenlänge von $2,2\mu\text{m}$ gut transmittieren [KPJ07]. Außerdem sind in diesem Wellenlängenbereich die Absorptionsbanden der einzelnen Moleküle separiert und sowohl Lichtquellen als auch -detektoren sind leicht verfügbar. Im Gegensatz zu LIF ist die Absorption im SWIR nicht darauf angewiesen, Tracer der Frischluft oder dem Kraftstoff zuzugeben.

Die Messung der Abgasrückführung soll in dieser Arbeit nicht eine möglichst hohe Genauigkeit erreichen, sondern ein möglichst einfaches System darstellen, welches qualitativ dazu in der Lage ist, eine zweidimensionale Restgasverteilung zu messen. Dabei soll der Aufwand für den experimentellen Aufbau so gering wie möglich gehalten werden und es soll aus Kostengründen nicht auf ungewöhnliche optische Komponenten zurückgegriffen werden.

Dieses Kapitel basiert in weiten Teilen auf einer Zusammenarbeit des Autors mit Heiko Holler. Dabei stammt die Idee für die wissenschaftlichen Arbeit vom Autor in Zusammenarbeit mit Philippe Leick. Gleiches gilt für die Konzeption des Versuchsaufbaus, der Vorgehensweise und der Fehleranalyse. Die dargestellten Messwerte sind von Heiko Holler aufgenommen. Weitere Details finden sich in [Hol14]. Sofern angemerkt sind Bilder in diesem Kapitel mit freundlicher Genehmigung der SAE aus einer Vorveröffentlichung des Autors entnommen [Gol+15].

3.1 Messmethoden

Voraussetzung der Messung der Restgasverteilung im Zylinder ist ein möglichst guter optischer Zugang. Aus diesem Grund sind zwei ähnliche Transparentmotoren ausgewählt worden. Hierbei handelt es sich jeweils um Einzylinderforschungsmotoren mit einem Zylinderkopf, der auf einem Motor der Reihe M271 der Firma Daimler beruht. Dieses Aggregat ist ein direkteinspritzender Benzinmotor mit einer zentralen Einbaulage für den Injektor und einer seitlich gelegenen Zündkerze. Der Brennraum hat jeweils zwei Ein- und Auslassventile. Weitere Motorparameter sind in Tab. 3.1 dargestellt.

Die beiden verfügbaren Transparentmotoren können für gleichzeitige Messungen des selben Betriebspunktes mit verschiedenen Messverfahren benutzt werden. Der optische Zugang der Motoren ist ähnlich aber nicht identisch, da beim einen die komplette Zylinderwand aus Glas

Variable	Wert
Hubraum	454 cm ³
Hub	86 mm
Bohrung	82 mm
Eff. Kompression	8:1
Auslassventile öffnen	126° @ 0,15 mm
Auslassventile schließen	360° @ 0,15 mm
Einlassventile öffnen	-358° @ 0,15 mm
Einlassventile schließen	-138° @ 0,15 mm

Tab. 3.1: Die Parameter der eingesetzten Transparentmotoren.

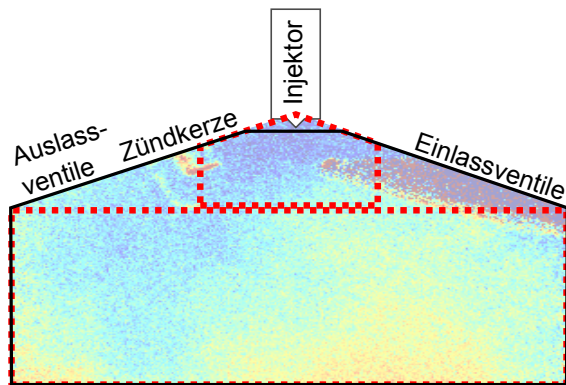


Abb. 3.1: Optischer Zugang der benutzten Motoren. Motor für LIF-Messungen in schwarz durchgezogen und Motor für IR-Messungen in rot gestrichelt. Faksimile mit Erlaubnis von SAE Paper 2015-01-1648 Copyright © 2015 SAE International. Weitere Benutzung oder Verbreitung ist ohne ausdrückliche Erlaubnis der SAE nicht erlaubt.

ausgeführt ist und beim anderen ein Sichtfenster für das Dach und ein Glaszylinder darunter vorhanden sind, siehe Abb. 3.1.

Beide Motoren werden von einer Kombination aus Elektromotor und Bremse auf einer konstanten Drehzahl gehalten. Die Ansaugluft kann zu beliebigen Teilen aus getrockneter Luft (Wasserkonzentration kleiner 0,0002 m³/m³) und Stickstoff zusammengesetzt werden. Der Saugrohrdruck kann dabei zwischen 30 kPa und 150 kPa gewählt werden. Der Abgasgegendruck ist nicht variabel und entspricht dem Luftdruck im Labor. Typischerweise werden die hier vorgestellten Messungen bei einer Drehzahl von 500 min⁻¹ durchgeführt (300 bis 2000 min⁻¹ sind möglich). Diese niedrige Drehzahl ist kein relevanter Betriebspunkt für Vollmotoren. Allerdings sind Ergebnisse aus dem Transparentmotor grundlegend nicht ohne Weiteres auf den Vollmotor übertragbar. Durch die veränderten Wandwärmeübergänge und Blowby-Verluste dient der Transparentmotor vor allem dem Verständnis grundsätzlicher strömungsmechani-

scher und verbrennungsspezifischer Vorgänge. Für solche grundlegende Betrachtungen ist eine Vermessung eines Betriebspunktes, wie er auch am Vollmotor auftreten würde, nicht unbedingt nötig.

Da ein zu großes Aufheizen der Glaskomponenten des Motors aus Festigkeitsgründen vermieden werden muss, wird häufig ein Betrieb im „skip-fire“ Modus gewählt. Dies bedeutet, dass nicht in jedem Zyklus Kraftstoff eingespritzt wird, sondern sich Zyklen mit Kraftstoffeinspritzung und Zündung mit rein geschleppten Zyklen abwechseln. Dies ist relativ einfach mit einer Kraftstoffdirekteinspritzung, die nicht bei jedem Zyklus einspritzt, möglich. An den Motoren besteht desweiteren die Möglichkeit einer Saugrohreinspritzung. Hierfür ist das entsprechende Einspritzventil möglichst weit vom Einlassventil des Motors entfernt (0,5 m), womit ein homogenes Gemisch sichergestellt werden kann [Bus13]. Die Saugrohreinspritzung eignet sich gut zur Zugabe von Tracermolekülen zur Ansaugluft oder zur Kalibrierung der Kraftstoffkonzentration von homogenen Gemischen, wenn zum Beispiel das Luft-Kraftstoff-Verhältnis von der Lambdasonde festgestellt und damit bekannt ist.

3.1.1 Infrarotabsorption

Die IR-Absorption ist ein Messverfahren, welches seine Stärken in der quantitativen Konzentrationsmessung von Gasen hat. Für die Detektion von Restgas im Motor bietet es sich an, die Wasserkonzentration als Indikator zu benutzen: Wasser entsteht zum einen in hohen Konzentrationen durch die Verbrennung und zum anderen ist es bei den benutzten Transparentmotoren nicht in der Frischluft vorhanden. Desweiteren besitzt Wasser als polares Molekül große Absorptionsquerschnitte für die IR-Absorption.

3.1.1.1 Linienauswahl

Die Linienauswahl für die IR-Spektroskopie ist so komplex, dass es von anderen Autoren allein diesem Thema gewidmete Forschungsarbeiten gibt [WFE06]. Die wichtigsten Grundlagen sollen trotzdem kurz erläutert werden. In Abb. 3.2 ist das IR-Spektrum der wesentlichen IR-aktiven Abgasbestandteile dargestellt. Die Abszisse ist dabei invers skaliert, da die einzelnen Schwingungsniveaus eines Moleküls in etwa die gleichen Abstände in der Energie und damit auch in der Frequenz (somit in der inversen Wellenlänge) haben. Diese gleich bleibenden Abstände können bei allen vier dargestellten Molekülen beobachtet werden. Außerdem ist offensichtlich, dass Wasser im SWIR (ungefähr bis 2 µm) gut für eine Messung geeignet ist: Es besitzt eine hohe Linienstärke pro Molekül und es gibt in diesem Wellenlängenbereich kaum störende Absorption durch andere Molekülsorten.

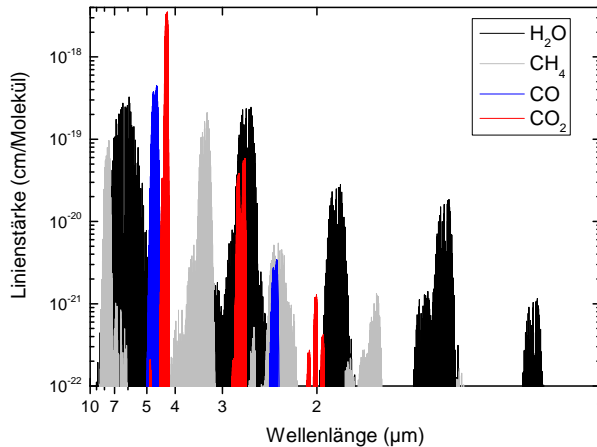


Abb. 3.2: Linienstärken von Wasser, Methan, Kohlenmonoxid und Kohlendioxid. Die Wellenlänge ist invers skaliert. Daten aus [Hitran12].

Der wichtigste Aspekt bei der Auswahl von Wasser als Indikator für Restgas ist allerdings, dass es in dem Bereich, in dem Quarzglas noch transparent ist (ungefähr bis zu einer Wellenlänge von $2,2\mu\text{m}$, genaue Kurven in [KPJ07]) Absorptionslinien besitzt, die stark genug für den Nachweis mit einer wissenschaftlichen Kamera sind. Zwar wäre es prinzipiell möglich, die vorhandenen Transparentmotoren mit z.B. Saphiroptiken auszustatten, welche auch im MWIR noch durchsichtig sind. Allerdings wäre dafür eine Investition vonnöten, die vermieden werden sollte.

Mit der Auswahl eines Wellenlängenbereiches und eines Indikators ist das Problem der Detektionsparameter noch nicht vollständig gelöst. Gerade bei Wasser gibt es eine Vielzahl an möglichen Übergängen, die spektroskopisch für eine Messung herangezogen werden könnten. Wichtig für die Linienauswahl ist dabei vor allem der Abstand zu den Nachbarlinien, die Selbstverbreiterungsparameter der zu beobachtenden Linie sowie der Nachbarlinien und die allgemeine Linienstärke. Die Genauigkeit des Messaufbaus wird enorm davon beeinflusst, ob das Verhalten der Linie möglichst isoliert beobachtet werden kann, oder ob die Linie durch den Einfluss der Nachbarlinien überlagert wird.

[Hun+08] liefert einen vielversprechenden Übergang für Wasser im SWIR. Die Verwendung einer bekannten Linie hat den weiteren Vorteil, dass die spektroskopischen Daten gut bestimmt sind und somit nicht die Richtigkeit des Messergebnisses begrenzen sollten. Die Liniendaten des ausgewählten Überganges sind in Tab. 3.2 dargestellt. Neben den generellen Vorarbeiten zur Linienauswahl, existieren auch Arbeiten von O. Witzel, in denen mit diesem Übergang die Restgaskonzentration in einem Transparentmotor gemessen wird: [Wit+12a], [Wit+12b] und [Wit13].

Das Verhalten des Absorptionsüberganges bei variablem Druck und variabler Temperatur muss zusätzlich zur Literaturrecherche überprüft werden. Die bisherigen Veröf-

Variable	Wert
Linienposition	$7299,43\text{ cm}^{-1}$
Linienstärke pro Molekül	$1,005 \cdot 10^{-20}\text{ cm}$
Selbstverbreiterung	$0,460\text{ cm}^{-1}\text{ atm}^{-1}$
Fremdverbreiterung	$0,103\text{ cm}^{-1}\text{ atm}^{-1}$
Energie des Grundzustandes	$42,37\text{ cm}^{-1} \cdot \text{h c}$
Temperaturrexponent	0,67

Tab. 3.2: Die spektroskopischen Daten des verwendeten Überganges nach [Hitran12].

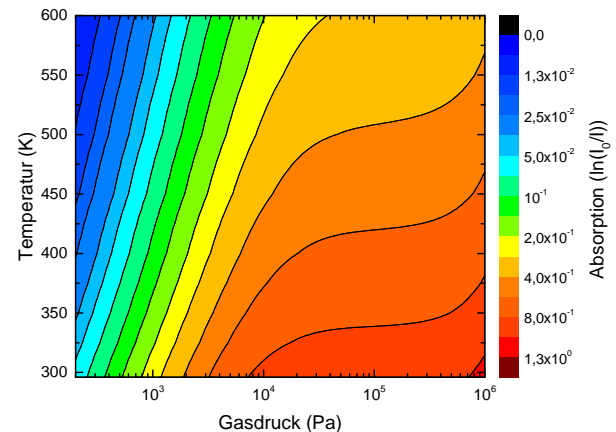


Abb. 3.3: Absorption von gasförmigem Wasser in Luft für verschiedene Drücke und Temperaturen. Frequenz $7299,43\text{ cm}^{-1}$, Konzentration $0,10\text{ m}^3/\text{m}^3$, Absorptionslänge $17,4\text{ cm}$.

fentlichungen benutzen eine variable Laserfrequenz für eine Vermessung der gesamten Absorptionslinie zur Bestimmung des Wassergehaltes. Ein solches frequenz aufgelöstes Verfahren wird als Spektroskopie bezeichnet. Für eine zweidimensionale Visualisierung am Transparentmotor reicht die Aufnahmezeit von typischen IR-Kameras allerdings nicht aus, um während der Drehung der Kurbelwelle um ein Grad (circa $8,3\mu\text{s}$ bei 2000 min^{-1}) hinreichend viele Bilder aufzunehmen, sodass ein zweidimensionales, frequenz aufgelöstes Bild der Wasserverteilung bestimmt werden kann. Dementsprechend muss mit einer reinen Absorptionsmessung bei fester Frequenz vorlieb genommen werden.

In Abb. 3.3 ist das Verhalten der Laserabsorption von Wasserdampf in Luft über Druck und Temperatur bei fixer Frequenz aufgetragen. Obwohl die Konzentration für alle Punkte gleichbleibend ist, ergeben sich Unterschiede in der gemessenen Absorption. Generell sorgt eine Erhöhung der Temperatur für eine Abnahme der Absorption, da die Zustandssumme wächst (siehe auch Abs. 2.1.1.2). Außerdem gibt es einen Bereich, in dem Konzentration und Druck nahezu unabhängig voneinander sind: Zwischen $3 \cdot 10^4$ und $3 \cdot 10^5\text{ Pa}$ heben sich die Verbreiterung der Linie und die Zunahme der Teilchendichte in

ihrem Einfluss auf die Absorption in etwa auf. Im Bereich des fünffachen atmosphärischen Druckes ($5 \cdot 10^5$ Pa) steigt die Absorption wieder mit einer Druckzunahme an: Nachbarlinien des Überganges aus Tab. 3.2 werden so breit, dass sie sich mit der zu untersuchenden Linie überlagern. Dementsprechend steigt die Absorption.

Für eine spätere Rückrechnung der Absorption auf die Wasserkonzentration ist es vorteilhaft, wenn der Temperatur- und Druckeinfluss so gering wie möglich sind. Dementsprechend ist die Erwartung, dass das Verfahren am besten funktioniert, wenn der Gasdruck ungefähr dem atmosphärischen Druck (10^5 Pa) entspricht. Die Temperaturabhängigkeit der Absorption ist störend für die Messung: Im Transparentmotor kann lediglich der Druck gemessen werden; die Temperatur wird anhand der Druckverläufe abgeschätzt. Eine Suche in dem Bereich, der mit dem vorhandenen Laser erreichbar ist, ergibt keine geeigneteren Übergänge, welche eine geringere Temperaturabhängigkeit aufweisen [Hol14].

3.1.1.2 Lasercharakterisierung

Einige Voruntersuchungen von IR-Spektroskopie an Wasserdampf bei dem gewählten Übergang sollten nicht vernachlässigt werden, da sie der Verifizierung des Absorptionsmessprinzips dienen. Die IR-Absorptionsmessungen in dieser Arbeit werden mit einem linear polarisierten Distributed Feedback (DFB) Laser von Toptica durchgeführt. Seine Wellenlänge ist passend zu dem Übergang aus Tab. 3.2 gewählt, beträgt also $1,37\mu\text{m}$. Er hat eine optische Leistung von 7mW und besitzt Peltierelemente zur Temperaturstabilisierung. Die Wellenlänge des Lasers kann sowohl über eine Temperatur- als auch über eine Stromänderung der Laserdiode beeinflusst werden. Die Änderung der Laserfrequenz durch die Temperatur erfolgt dabei langsam (circa $0,01\text{cm}^{-1}\text{s}^{-1}$) hat aber den Vorteil einer ungefähr gleichbleibenden Laserleistung. Die Steuerung über den Diodenstrom ist schneller (circa $1000\text{cm}^{-1}\text{s}^{-1}$), mit dem Nachteil einer sich ändernden Laserleistung. Die Bandbreite der möglichen Laserfrequenzen durch eine Stromvariation ist eingeschränkt, da ein Mindeststrom zum Betrieb der Laserdiode notwendig ist (9mA) und da aufgrund der Erwärmung der Laserdiode ein Maximalstrom nicht überschritten werden sollte (54mA). Somit ergibt sich über den Diodenstrom ein maximaler Abtastbereich von ungefähr $0,6\text{cm}^{-1}$.

Über eine Variation der Laserdiodentemperatur kann ein breiter Frequenzbereich abgedeckt werden. Abbildung 3.4 stellt die gesamte Bandbreite des verwendeten DFB-Lasers dar. Im Messbereich von 1367nm ($7315,3\text{cm}^{-1}$) bis $1373\mu\text{m}$ ($7283,3\text{cm}^{-1}$) sind zahlreiche Absorptionslinien von Wasser sichtbar. Zusätzlich zu den Messdaten ist auch eine Simulation der erwarteten Absorptionskurve anhand von Literaturwerten dargestellt. Die Posi-

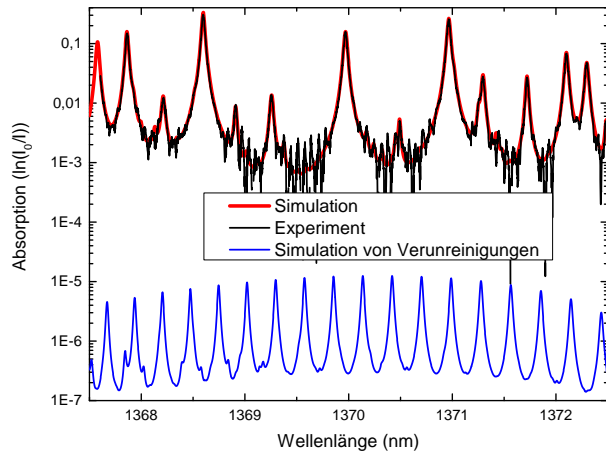


Abb. 3.4: Spektrum von gasförmigem Wasser in Luft. Temperatur 297 K, Konzentration $0,10\text{m}^3/\text{m}^3$, Absorptionslänge 17,4 cm. Hypothetisches Abgas (blau) illustriert den Einfluss von weiteren Spezies, z.B. CO (2 %), CO₂ (15 %), NO (0,25 %) und CH₄ (repräsentativ für Kohlenwasserstoffe, 0,25 %). Faksimile mit Erlaubnis von SAE Paper 2015-01-1648 Copyright © 2015 SAE International. Weitere Benutzung oder Verbreitung ist ohne ausdrückliche Erlaubnis der SAE nicht erlaubt.

tion und Anzahl der Peaks stimmen dabei gut überein. Bei schwachen Absorptionen ergeben sich periodische Abweichungen zwischen Vorhersage und Experiment, die hier nur aufgrund der logarithmischen Skalierung auffallen. Die Ursache hierfür sind Etalon-Effekte. Als solches werden stehende Wellen zwischen planparallelen Oberflächen bezeichnet. Insofern der doppelte Abstand der Oberflächen ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge des Lichts im Medium ist, ergibt sich konstruktive Interferenz und eine Verringerung der Absorption kann gemessen werden. Wird die Laserwellenlänge leicht verstimmt, so nimmt die scheinbare Absorption zu, bis der Abstand genau ein halbzahliges Vielfaches der Wellenlänge beträgt. In diesem Fall ergibt sich destruktive Interferenz und die scheinbare Absorption ist überhöht.

Die Laserabsorption durch weitere Molekülsorten im Abgas ist in dem Frequenzband des verwendeten Lasers vernachlässigbar im Vergleich zur erwarteten Absorption durch Wasser. In Abb. 3.4 sind einige wichtige Verunreinigungen zusammengefasst dargestellt. Die durch sie verursachte Absorption liegt drei Größenordnungen unter der erwarteten Absorption durch Wasser. Mit dem benutzten Aufbau sind solche Verunreinigungen nicht mehr nachweisbar, da die Genauigkeit durch die erwähnten Etalon-Effekte ungefähr auf eine Absorption von 10^{-3} begrenzt ist. Hauptsächlich trägt dabei Kohlenstoffdioxid zur dargestellten Absorption bei.

Ein exemplarischer Scan über die verwendete Linie bei

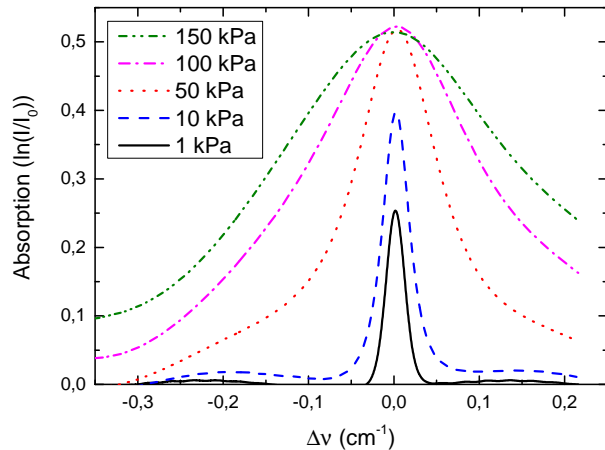


Abb. 3.5: Spektrum eines Absorptionsüberganges von gasförmigen Wasser in Luft mit steigendem Gasdruck. Temperatur 408 K, Konzentration $0,10 \text{ m}^3/\text{m}^3$, Absorptionslänge 17,4 cm. Faksimile mit Erlaubnis von SAE Paper 2015-01-1648 Copyright © 2015 SAE International. Weitere Benutzung oder Verbreitung ist ohne ausdrückliche Erlaubnis der SAE nicht erlaubt.

$7299,43 \text{ cm}^{-1}$ durch eine Änderung des Diodenstromes für verschiedene Gasdrücke ist in Abb. 3.5 dargestellt. Der Gasdruck wurde dabei über eine angeschlossene Vakuumpumpe variiert. Wie in Abs. 2.1.1.1 beschrieben, nimmt die Linienbreite mit steigendem Druck zu. Ab einem gewissen Mindestdruck (sobald die thermische Verbreiterung vernachlässigbar klein gegenüber der Stoßverbreiterung ist) skaliert die Linienbreite linear mit dem Druck. Da auch die Stärke der Linie linear mit der Teilchenanzahl, also linear mit dem Druck skaliert, heben sich die beiden Effekte auf und das Absorptionsmaximum bleibt in erster Näherung konstant. Dies ist in Abb. 3.5 für Drücke über 50 kPa sichtbar. Ab einem Druck von 50 kPa ist auch ein zweiter Effekt sichtbar: Die Bandbreite des Frequenzbereichs reicht bei einer Strommodulation nicht mehr aus, die gesamte Linie vermessen zu können. Ab diesem Druck sind dementsprechend keine spektroskopischen Messungen nach TDLAS (Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy) wie in [Wit13] mehr möglich. TDLAS beruht auf Messungen ähnlich zu Abb. 3.4 und Abb. 3.5: Die frequenz aufgelöste Absorption wird mit dem erwarteten Spektrum verglichen und anhand der Form, Stärke und Position der Linien kann eine Konzentrationsmessung vorgenommen werden. Genaue Details finden sich in [EW01].

3.1.1.3 Aufbau am Transparentmotor

Der Versuchsaufbau der IR-Absorption am Transparentmotor ist vor allem durch die Laserabsorption in der Umgebungsluft bestimmt. Bereits kurze Wegstrecken des IR-Lasers in Laborluft sorgen für eine wahrnehmbare

Abnahme der Laserintensität: Eine Wegstrecke von 10 cm entspricht bei 295 K und 25% relativer Feuchte einer Absorption von 10% der Laserleistung. Um diese Verluste möglichst gering zu halten, ist der Aufbau darauf ausgelegt möglichst kurze Wegstrecken in Luft zurückzulegen, wobei auf eine Kapselung und Umspülung des Aufbaus mit Stickstoff verzichtet werden kann.

Eine Skizze des Versuchsaufbaus ist in Abb. 3.6 dargestellt. Das Laserlicht wird mit einer Single-Mode-Faser möglichst nah an den Motor geführt. Die Auskoppereinheit beinhaltet eine Linse, die den austretenden Strahl parallelisiert. Eine Zylinderlinse (Sammellinse, Brennweite 5 mm) sorgt für eine Kompression und anschließende Aufweitung des Lichtbündels in der horizontalen Richtung. Vertikal ist der Lichtstrahl leicht divergent, da die Auskoppereinheit den Laser nicht perfekt parallelisiert. Über einen Despeckler wird das Licht im rechten Winkel reflektiert. Der aufgeweitete Strahl wird von einer sphärischen Sammellinse (Brennweite 300 mm) parallelisiert und trifft dann auf eine Milchglasscheibe. Diese sorgt für eine möglichst diffuse Ausleuchtung des Brennraumes und ist notwendig, damit eine komplette Ausleuchtung sichergestellt werden kann.

Das Problem ist der Strahlengang durch die Zylinderwand: Ausgehend von einem parallelen Strahlenbündel sorgen besonders die Randbereiche für eine Brechung und somit Ablenkung der Strahlen. Durch eine Korrekturlinse oder eine Anpassung der äußeren Krümmung des Quarzglasrings, ähnlich zu [Ale+15], könnte dieser Effekt vermieden werden. Allerdings ist das Ziel dieser Arbeit, einen möglichst einfachen Versuchsaufbau zu realisieren, daher wurde diese Möglichkeit verworfen. Eine beispielhafte Darstellung von parallelem Licht, welches auf den Glasring des Transparentmotors trifft, ist in Abb. 3.7a zu finden. Nur Licht, welches nah zur optischen Achse bleibt, hat die Möglichkeit ins Kameraobjektiv zu gelangen. Aufgrund von baulichen Beschränkungen beträgt der Mindestabstand der Kamera vom Quarzglasring ungefähr 50 cm. Dementsprechend könnte nur der zentrale Teil des Brennraumes eingesehen werden.

Hingegen sorgt der Einbau einer Milchglasscheibe dafür, dass das parallele Licht diffus in Vorwärtsrichtung gestreut wird. Hierbei muss ein Optimum zwischen einer möglichst starken Streuung und noch ausreichender Lichtintensität gefunden werden. Für zwei exemplarische Punkte ist in Abb. 3.7b solch ein divergentes Strahlenbündel dargestellt. Wie zu erkennen ist, wird die Durchleuchtung der Randbereiche in Richtung Kamera mit einer diffusen Beleuchtung überhaupt erst ermöglicht. Diese verbesserte Ausleuchtung wird mit zwei Nachteilen erkauft: Zum einen sinkt die verfügbare Laserleistung massiv durch die Streuung des Lichts in einen größeren Raumwinkel. Zum anderen reduziert diese Art der Beleuchtung die effektive räumliche Auflösung des Bildes: Strahlen aus unterschiedlichen Bereichen des Brenn-

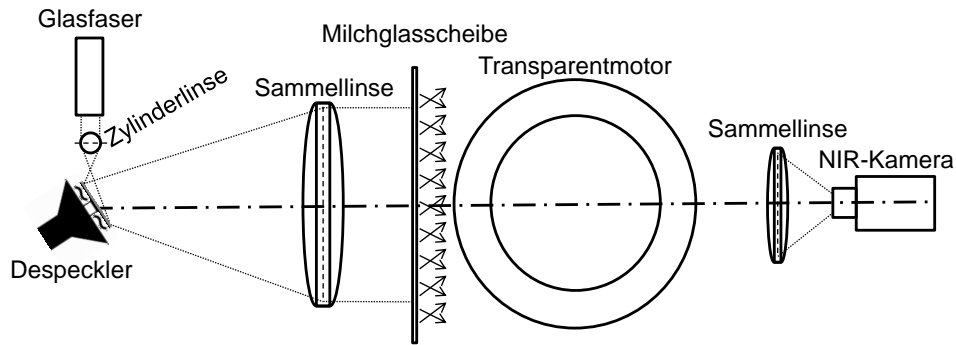


Abb. 3.6: Versuchsaufbau am Transparentmotor. Draufsicht. Faksimile mit Erlaubnis von SAE Paper 2015-01-1648 Copyright © 2015 SAE International. Weitere Benutzung oder Verbreitung ist ohne ausdrückliche Erlaubnis der SAE nicht erlaubt.

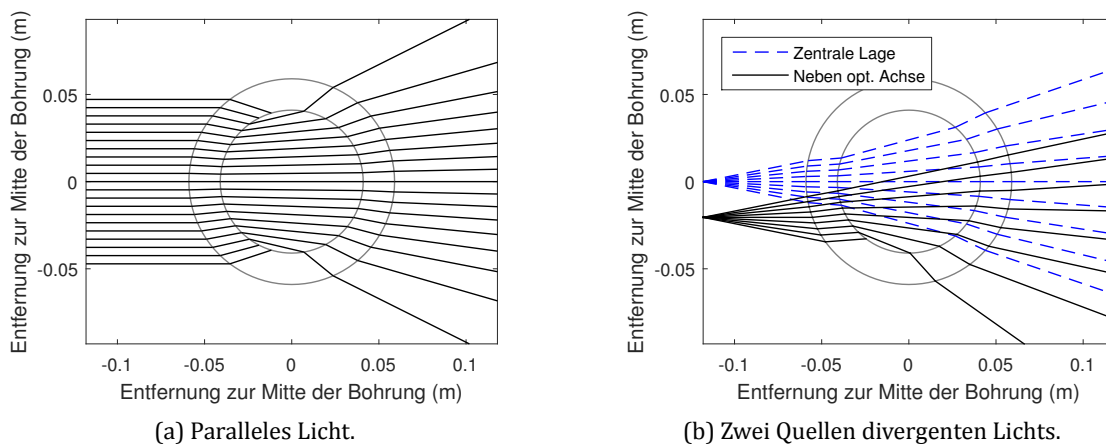


Abb. 3.7: Ray-Tracing des Glasrings des Transparentmotors für parallele und divergente Beleuchtung. Zur Übersichtlichkeit werden Strahlen, die total reflektiert würden, nicht weiter berücksichtigt.

raumes werden auf den selben Ort auf dem Kamerasensor abgebildet. Dementsprechend, können feine Details nicht mehr wahrgenommen werden.

Der Zwang zur divergenten Beleuchtung erweist sich bei näherer Betrachtung allerdings auch als eine Möglichkeit gewisse Messfehler zu umgehen: Mit parallelem Licht würden selbst kleinste Dichteänderungen zu einer merklichen Ablenkung der Lichtstrahlen führen, sogenannte Schlieren-Effekte, die auch häufig für Gasvisualisierungen benutzt werden [Set01], [Ale+15]. Diese Ablenkung würde sich in einer Absorptionsmessung als räumliche Über- und Unterschwinger der scheinbaren Absorption manifestieren und somit eine Auswertung erschweren. Mit leicht divergentem Licht mitteln sich Über- und Unterschwinger von benachbarten Strahlen und der Schlieren-Effekt ist nicht mehr sichtbar.

Zur Detektion des Lichts dient eine SWIR-Kamera (FLIR SC2500), welche mit einen InGaAs-Sensor mit einer Auflösung von $320 \cdot 256$ px ausgerüstet ist. Die Auflösung des Analog-Digital-Wandlers der Kamera beträgt 14 bit und der Chip reagiert sensitiv im Bereich von $0,9$ bis $1,7 \mu\text{m}$.

Durch einen in die Kamera integrierten Kerbfilter bei $1,360 \mu\text{m}$ mit einer vollen Breite bei halbem Maximum von 45 nm wird das Signal-Rausch-Verhältnis erhöht, da breitbandiges thermisches Leuchten und Flammeneigenleuchten einen großen Teil der sichtbaren Strahlung ausmacht. Auf der Kamera sitzt ein C-Mount, $f/1,6$ Objektiv mit einer Brennweite von 25 mm . Die Blende der Kamera ist immer vollständig geöffnet, dadurch ist die Tiefenschärfe so gering, dass die Milchglasscheibe nicht mehr scharf abgebildet wird. Der Öffnungswinkel der Kamera ist durch eine Sammellinse mit einer Brennweite von 500 mm weiter erhöht, siehe auch Abb. 3.6. Durch diese Erhöhung des Öffnungswinkels kann der Pfad der Lichtstrahlen in Atmosphäre noch einmal verkürzt werden. Bei voller Auflösung hat die Kamera eine maximale Bildwiederholrate von 340 Hz . Dementsprechend kann nur eine Messung pro Kurbelwinkelstellung und Ladungswechselzyklus durchgeführt werden. Die Integrationszeit der Kamera ist durch die vorhandene Lichtintensität begrenzt. Typischerweise beträgt sie $250 \mu\text{s}$. Dies ist kurz genug, sodass bei einer Drehgeschwindigkeit von 500 min^{-1} ein

Grad Drehung der Kurbelwelle aufgelöst werden kann. Bei Vorhandensein von Flammeneigenleuchten oder thermischer Strahlung wird das Signal-Rausch-Verhältnis weiter verbessert, indem ein linearer Polfilter vor der Kamera eingebaut wird. Hierbei wird ausgenutzt, dass das Laserlicht polarisiert ist, die unerwünschten Lichtquellen allerdings unpolarisiert sind.

Messungen, die der Visualisierung der Restgasverteilung dienen, werden so aufgenommen, dass die beiden Auslass- und die beiden Einlassventile im Bild hintereinander stehen, siehe Abb. 3.1. Da die IR-Absorptionsmessung sensitiv gegenüber der Säulendichte (Dichte integriert entlang des Lichtstrahls) reagiert, treten in dieser Ansicht Ungleichverteilungen zwischen der linken und rechten Bildhälfte zu Tage. Für quantitative Messungen der mittleren Restgaskonzentration im Zylinder wird eine Ansicht gewählt, die um 90° gedreht ist: Dann stehen die Auslassventile vor den Einlassventilen. Dementsprechend ist die Säulendichte bereits über die stärksten Ungleichverteilungen gemittelt und der Einfluss des Messbereichs auf die Restgaskonzentration sinkt.

Der Despeckler ist ein wichtiger Teil des Aufbaus aus Abb. 3.6: Durch die Kohärenz des eingesetzten Laserlichts sorgen Verunreinigungen im Strahlengang für ein Interferenzmuster. Auf dem Glasring können solche Verunreinigungen während des Motorbetriebes nicht vermieden werden. Diese Interferenz sorgt auf dem Kamerasensor für ein Interferenzmuster, das merkliche Intensitätsschwankungen aufweist – ein sogenanntes Speckle-Muster. Mit der vorhandenen Single-Mode-Faser und einer besseren Optik könnte dieser Effekt zumindest bei stillstehendem Motor vermieden werden. Theoretisch ist das Speckle-Muster kein Problem für eine Absorptionsmessung, sofern am Anfang die Ausgangsintensität für jedes Pixel bestimmt wird. Allerdings ist die Antwortfunktion des A/D-Wandler nicht im gesamten Messbereich proportional zur Photonenzahl. Insbesondere bei hohen Intensitäten sind Abweichungen vom linearen Verhalten zu erwarten. Bei geringen Intensitäten treten außerdem Abweichungen durch das Dunkelstromrauschen auf. Ohne Despeckler könnten auch kleine Vibrationen der Optiken zu merklicher Scheinabsorption führen, da durch eine Vibration Referenz- und Absorptionsmessung nicht mehr übereinander liegen. Durch die höhere Homogenität des Referenzsignals wird dieses Problem durch den Despeckler zwar nicht vermieden, aber abgeschwächt.

Der eingesetzte A/D-Wandler hat eine Genauigkeit von 14bit, das bedeutet, dass 16384 Intensitätsstufen unterschieden werden können. Für eine möglichst genaue Messung sollte der gesamte Messbereich ausgenutzt werden. Durch das Speckle-Muster weisen allerdings einzelne Bildpunkte eine Intensitätsüberhöhung auf. Eine Messfähigkeit auch für diese Pixel wird durch eine Reduktion der Bildintensität (beispielsweise über die Belichtungszeit der Kamera) erreicht. Das hat wiederum eine

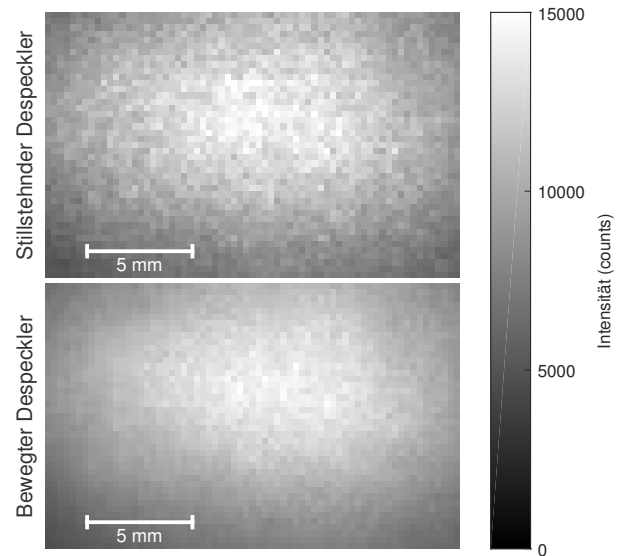


Abb. 3.8: Gemessene Laserintensität mit aus- und eingeschaltetem Despeckler. Faksimile mit Erlaubnis von SAE Paper 2015-01-1648 Copyright © 2015 SAE International. Weitere Benutzung oder Verbreitung ist ohne ausdrückliche Erlaubnis der SAE nicht erlaubt.

Auswirkung auf die Genauigkeit. Außerdem führen Vibrationen während des Motorbetriebes zu einer leichten Verschiebung des Speckle-Musters, wodurch die gemessene Absorption verfälscht wird.

In Abb. 3.8 ist ein Vergleichsbild aus der Mitte des Brennraumes bei abgeschaltetem und eingeschaltetem Despeckler gezeigt. Durch das Gauß-förmige Laserprofil ergibt sich ein Abfall der Intensität in Richtung Rand des Bildes. Dieser Abfall ist kein Effekt der Vignettierung des Objektivs. Mit eingeschaltetem Despeckler wird das sichtbare Speckle-Muster (Aussehen ähnlich wie Bildrauschen, allerdings zeitlich konstant) reduziert. Zur Erläuterung der Wirkungsweise des Despecklers soll im Folgenden sein Aufbau dargestellt werden.

Der Despeckler besteht aus einer beweglichen Spule, der von einer Membran um einen Permanentmagneten platziert wird. Auf der Membran ist über ein Abstandsstück eine aufgeraute Aluminiumplatte montiert. Diese Platte sorgt für eine diffuse Beleuchtung, ähnlich der Milchglascheibe, und dient als Spiegel. Mit der diffuseren Beleuchtung wird die Intensität der Helligkeitsschwankungen des Speckle-Musters minimiert. Beim Anlegen eines kurzzeitigen Strompulses baut die Spule ein Magnetfeld auf. Dieses ist entweder dem Feld des Permanentmagneten entgegen oder gleich gesetzt. In beiden Fällen wird die Membran und damit auch die Aluminiumplatte aus ihrer Ruhelage ausgelenkt. Die mechanische Eigenfrequenz des Systems beträgt ungefähr 200Hz.

Wird eine Sägezahnspannung mit einer Frequenz ähnlich

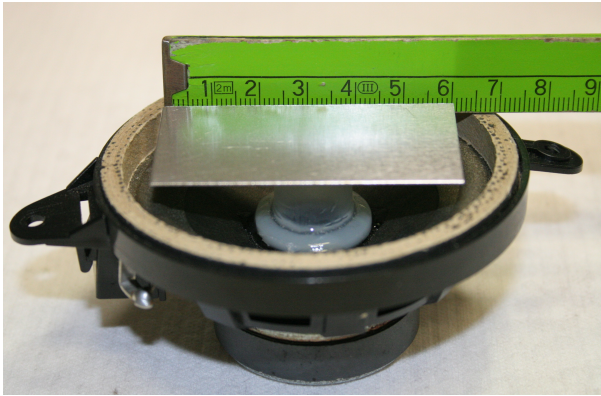


Abb. 3.9: Photographie des Despecklers mit einem Meterstab als Skala.

der Eigenfrequenz des Despecklers an den Solenoid angelegt, so wird eine hohe Amplitude der Spiegelbewegung erreicht. Dies kann für eine Mittelung des Speckle-Muster genutzt werden [IO78]: Sofern die Kameraintegrationszeit viel größer als die Periodendauer der Despeckler-Schwingung ist, entsteht in der Kamera ein Bild, das über unterschiedliche Speckle-Muster gemittelt ist. Eine leichte Verschiebung des Aluminiumspiegels sorgt für eine Änderung des Interferenzmusters in der Kamera, da die Lichtstrahlen einen anderen Weg zurücklegen und somit auch ein anderes Selbstinterferenzmuster erzeugen. Über eine ganze Schwingung gemittelt ergibt sich so ein ähnliches Bild wie mit nichtkohärentem Licht, sofern die Spiegelamplitude groß genug ist.

Bei einer Integrationszeit von $250\mu\text{s}$ und einer Eigenfrequenz von 200Hz ist es allerdings unmöglich mehrere Hin- und Herbewegungen des Despecklers während der Aufnahme zu beobachten. Sofern der Despeckler während der Integrationszeit eine möglichst hohe Wegstrecke zurücklegt, also eine möglichst hohe Momentangeschwindigkeit hat, tritt ein ähnlicher Mittelungseffekt auf [TLL14]. Allerdings sind in diesem Fall die Anforderungen an die Reproduzierbarkeit höher. Nur wenn sich der Spiegel während jeder Messung in einer ähnlichen Ausgangslage befindet und sich mit der selben Geschwindigkeit bewegt, ist das entstehende gemittelte Muster stabil genug, damit Aufnahmen aus verschiedenen Messungen miteinander verglichen werden können.

Die Kraftstoffeinspritzung erfolgt bei den IR-Messungen mit einem Mehrlochinjektor bei einer Stellung der Kurbelwelle von 300° vor dem oberen Totpunkt. Als Kraftstoff wird ein superbenzinähnlicher Referenzkraftstoff benutzt. Seine wichtigsten Daten sind in Tab. 2.2 dargestellt.

3.1.1.4 Auswertalgorithmus

Aus den Messdaten der Kamera eine Restgaskonzentration zu ermitteln ist nicht direkt möglich, vielmehr sind

mehrere einzelne Bildauswertungsschritte notwendig. Eine Übersicht über den Ablauf ist in Abb. 3.10 dargestellt. Es sind mindestens vier Messungen mit der Kamera in jeweils unterschiedlichen Motorzyklen erforderlich:

1. Rauschen der Kamera I_r bei inaktivem Laser und Motor
2. Transmission des Laserlichts I_s bei geschlepptem Motor
3. Transmission des Laserlichts I_f bei gefeuertem Motor
4. Emissionslicht I_e bei gefeuertem Motor und inaktivem Laser

Aus der ersten und der zweiten Messung kann die Ausgangsintensität des Lichts I_0 bestimmt werden. Aus der zweiten, dritten und vierten Messung kann die durch Wasser abgeschwächte Lichtintensität I bestimmt werden. Diese beiden Größen sind für die Auflösung des integralen Lambert-Beer-Gesetzes, siehe Gl. (2.1), erforderlich. Die Formel für die Absorption a lautet:

$$a = \ln \frac{I_0}{I} = \ln \frac{I_s - I_r}{(I_f - I_r) - (I_e - I_r)} \quad (3.1)$$

Aus der so gewonnen Absorption kann eine Absorption pro Weglänge berechnet werden, sofern die Geometrie bekannt ist. Dafür werden z.B. im Transmissionsbild bei geschlepptem Motor die Kanten in vertikaler und horizontaler Richtung bestimmt. Somit ist es möglich den sichtbaren Bereich des Brennraumes zu identifizieren. Der Einfachheit halber wird dann angenommen, dass das Licht parallel durch den Brennraum transmittiert wird. Abbildung 3.7 zeigt, dass dies nur eine Näherung sein kann. Allerdings wäre für eine Berechnung der mittleren Weglänge pro Kamerapixel eine aufwändige Simulation des kompletten optischen Aufbaus inklusive einiger unbekannter Parameter wie der Streuwinkelverteilung der benutzten Milchglasscheibe notwendig. Für die Auswertung von quantitativen Messungen wird lediglich eine Region von 16 mm links und rechts von der Mitte des Zylinders ausgewertet. In diesem Bereich sind die Fehler durch die Näherung nicht gravierend (siehe Abs. 3.4).

Für Messungen während der Ansaugung und der Kompression wird die Temperatur durch die vorhandene Motorindiziersoftware über die Zylinderdruckindizierung und die Saugrohrtemperatur abgeschätzt. Während der Ausschubphase erweisen sich diese Temperaturen allerdings als unzuverlässig. Auch eine detaillierte Ladungswechselrechnung nach [Lej09] liefert unrealistische Temperaturen, da die verfügbaren Modelle nur für Verbrennungsmotoren mit Metallwänden und Ölschmierung validiert sind. Während der Ansaugphase werden unplausible Temperaturen von unter 273K vorhergesagt. Aus diesem Grund werden für die Auswertungen der Ausschubphase Temperaturmessungen eines anderen optischen Motors benutzt: [Wit13, Abb. 6.21]

Aus der mittleren Absorption pro Weglänge kann mit dem Druck und der Temperatur mit dem selben Verfahren

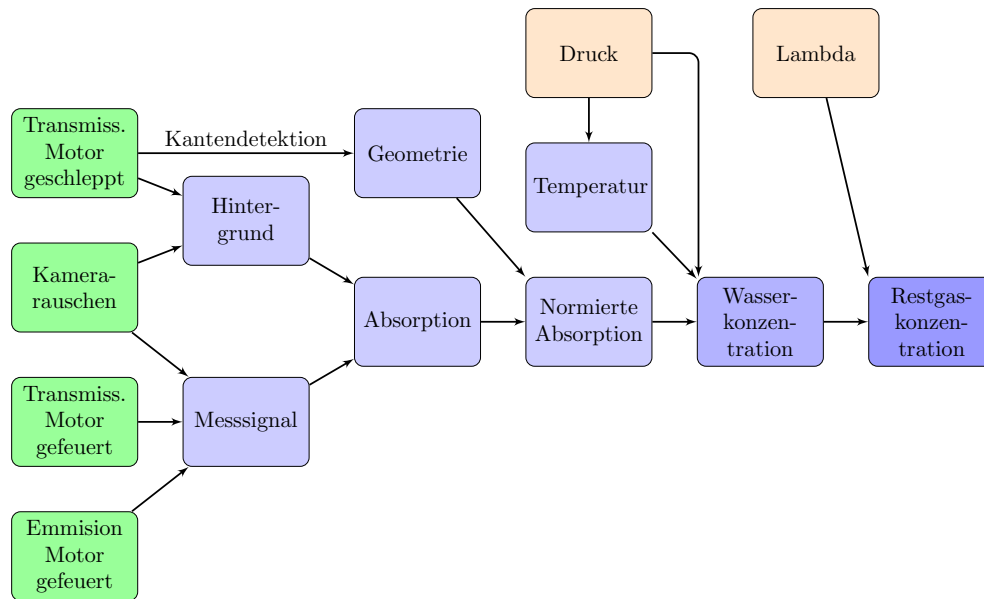


Abb. 3.10: Flussdiagramm des Auswertalgorithmus für IR-Absorption. Messungen der Kamera sind grün, weitere Messdaten hellorange.

wie in Abb. 3.3 die Absorption bei Standardbedingungen bestimmt werden. Daraus lässt sich über die Kenntnis der Linienstärke aus Tab. 3.2 und Gl. (2.3) die Wasserkonzentration (als Anzahldichte) berechnen. Die Wasserkonzentration kann wiederum in eine Restgaskonzentration umgerechnet werden, wenn die Konzentration des Wassers im Abgas bekannt ist. Dafür gibt es zwei Möglichkeiten: Einerseits können Messungen während der Ausschubphase benutzt werden, andererseits kann die Wassermenge aus dem gemessenen Lambdawert und der bekannten Kraftstoffzusammensetzung nach Gl. (2.61) errechnet werden.

Für diese Arbeit wird die Restgaskonzentration im Abgas aus den Lambda-Werten errechnet. Der Grund hierfür liegt darin, dass die Fehler durch thermisches Leuchten von heißem Wasserdampf und durch das Flammeneigenleuchten während der Ausschubphase noch so groß sind, dass sie einen deutlichen Effekt auf das Ergebnis haben. Die Schwankung der Messung der Lambdasonde ist geringer als die Schwankung durch die Emissionslichtkorrektur.

Die Ausgangsdaten der Kamera, welche beispielhaft in Abb. 3.11 dargestellt sind, werden mit einem Gauß-Filter über $3 \cdot 3$ px geglättet. Der Grund hierfür liegt in dem schon erwähnten Speckle-Muster, zeitlichem Driften und dem Effekt der übersprechenden Pixel. Mit letzterem Punkt ist gemeint, dass die Intensität eines Pixels zu einem gewissen Anteil auch immer von seinen Nachbarn abhängt (vor allem in der Ausleserichtung des Sensors). Durch die Gaußsche Glättung verschwindet ein weiterer Teil des Speckle-Musters. Die gemessenen Absorptionen weisen dadurch wenig Über- und Unterschwinger auf.

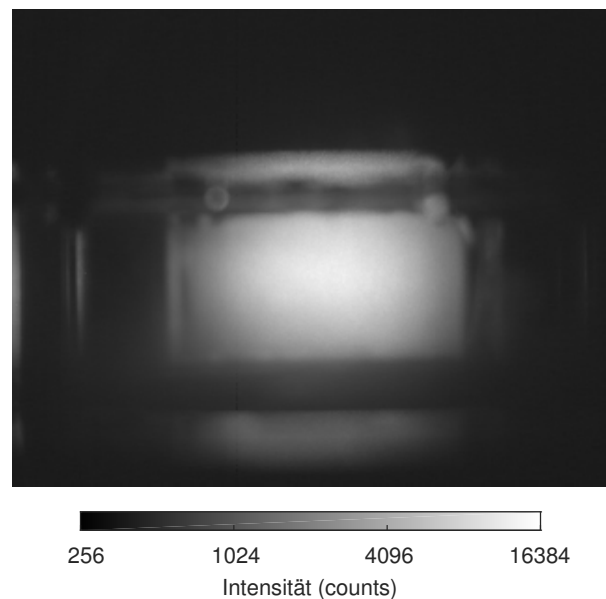


Abb. 3.11: Beispielhaftes Rohbild der Kamera.

Zusätzlich können zur Validierung der Messergebnisse Messungen bei verstimmter Laserfrequenz durchgeführt werden. Wird die Frequenz so gewählt, dass sie möglichst weit von allen Absorptionslinien entfernt ist, kann eine scheinbare Absorption, die nicht von Wasser herrührt, abgeschätzt werden. Mit diesen Werten kann zum Beispiel die Ablenkung der Lichtstrahlen durch die Vibrationen während des gefeuerten Motorbetriebes bestimmt werden. Bei ausgewählten Betriebspunkten kann die dadurch entstehende scheinbare Absorption größer als die eigentlich zu messende Absorption durch

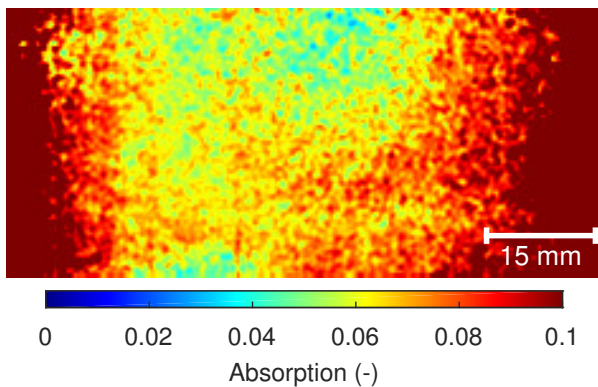


Abb. 3.12: Errechnete Absorption des Lasers, resonant auf einer Absorptionslinie. Faksimile mit Erlaubnis von SAE Paper 2015-01-1648 Copyright © 2015 SAE International. Weitere Benutzung oder Verbreitung ist ohne ausdrückliche Erlaubnis der SAE nicht erlaubt.

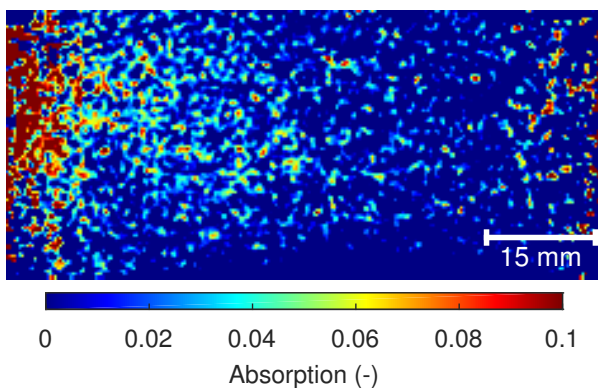


Abb. 3.13: Errechnete Absorption des Lasers, nicht-resonant zu den Absorptionslinien. Selber Betriebspunkt wie Abb. 3.12. Faksimile mit Erlaubnis von SAE Paper 2015-01-1648 Copyright © 2015 SAE International. Weitere Benutzung oder Verbreitung ist ohne ausdrückliche Erlaubnis der SAE nicht erlaubt.

Wasser sein. Damit die Auswertung einfach und nachvollziehbar gehalten wird, wird diese Scheinabsorption nicht aus den Messdaten herausgerechnet. Sie wird allerdings zur Identifizierung kritischer Betriebspunkte benutzt. Eine leichte Drehzahlvariation sorgt in der Regel für einen Rückgang der Scheinabsorption durch Schwingungen, sodass eine IR-Absorptionsmessung möglich wird.

Ein Vergleich der scheinbaren Absorption bei resonanter und nicht-resonanter Messung ist in Abb. 3.12 und 3.13 dargestellt. Durch die Vibrationen des Glasrings wird das Laserlicht leicht abgelenkt und es ergibt sich eine Links-Rechts-Asymmetrie in den nicht-resonanten Messungen. Auch in der resonanten Messung ist eine leichte Asymmetrie sichtbar, die hier allerdings von dem einströmenden Gas erzeugt wird.

3.1.2 Laserinduzierte Fluoreszenz

Die laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) beruht darauf, dass das Eigenleuchten von Molekülen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung eines anregenden Laserstrahls analysiert wird. Dafür wird das Laserlicht im Gegensatz zu Abs. 3.1.1.3 nicht durch den Zylinder in Transmissionsrichtung aufgenommen, sondern durch den Glaskolben von unten in den Brennraum eingebracht und dann senkrecht dazu durch den Glasring des Transparentmotors beobachtet.

3.1.2.1 Tracerauswahl

Wie bei der IR-Absorption muss auch bei der LIF ein Molekül zum Nachweis des Restgases ausgewählt werden. Die natürliche Fluoreszenz des Abgases (zum Beispiel von CO_2 [Bes+03] oder NO [Sch+97]) ist dabei für einen zweidimensionalen Nachweis mit der vorhandenen Messtechnik zweidimensional nicht hoch genug.

Damit dennoch die Restgasverteilung gemessen werden kann, wird ein Tracer dem Frischgas zugegeben, welcher selbst an der Verbrennung teilnimmt. Abwesenheit des Tracers ist folglich gleichbedeutend mit einer großen Restgaskonzentration. Damit eine Messung möglichst einfach auszuwerten ist, sollte der Tracer möglichst geringe Empfindlichkeiten bezüglich Druck- und Temperaturveränderungen haben. Desweiteren ist es unabdingbar, dass eine Veränderung der Gaszusammensetzung nicht zu einer Veränderung der Fluoreszenzstärke führt. Aromatische Moleküle reagieren in ihrer Fluoreszenzstärke empfindlich auf die lokale Sauerstoffkonzentration [SS05]. Dies würde eine Auswertung hinsichtlich der Restgaskonzentration nahezu unmöglich machen, da dann für eine Rekonstruktion der lokalen Tracerkonzentration auch die lokale Sauerstoffkonzentration bekannt sein müsste.

Als Tracer für die Restgasuntersuchungen wird 3-Pentanon ausgewählt. Als Keton hat es im Gegensatz zu aromatischen Molekülen fast keine Querempfindlichkeit auf die lokale Sauerstoffkonzentration. Auch die Empfindlichkeit bezüglich der Umgebungstemperatur ist gering (siehe Abs. 2.1.2). Die Fluoreszenzstärke von 3-Pentanon liegt ungefähr zwei Größenordnungen unter der von Toluol, allerdings ist dies immer noch ausreichend für einen Nachweis. [KH03], [SS05]

3.1.2.2 Aufbau am Transparentmotor

Eine genaue Skizze des LIF-Aufbaus ist in Abb. 3.14 dargestellt. Als Lichtquelle dient ein Nd:YAG-Laser mit zweifacher Frequenzverdopplung (Wellenlänge 266 nm, Pulsenergie 90 mJ, Pulslänge 5 ns, Pulsfrequenz 10 Hz) der Firma Quantel. Da die Frequenzkonvertierung die Eingangswellenlängen nicht komplett konvertiert, dient

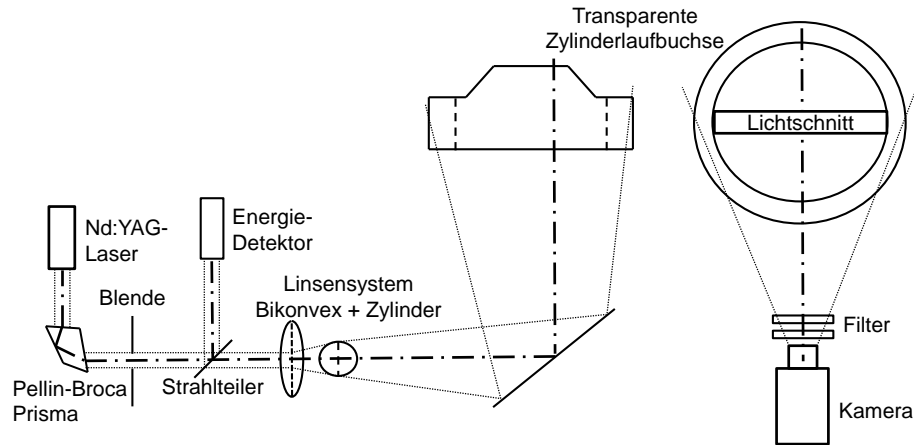


Abb. 3.14: Aufbau der LIF-Messtechnik am Transparentmotor. Nach [Hol14]

ein Pellin-Broca-Prisma mit anschließender Lochblende als Wellenlängenfilter für 266 nm. Durch einen Strahlteiler im Verhältnis 1:19 wird ein kleiner Teil der Eingangsleistung auf ein Energiemessgerät umgelenkt. Mit diesem können leichte Unterschiede in der Laserleistung später aus den Bildern korrigiert werden.

Ein System aus einer Sammellinse (Brennweite 1000 mm) und einer Zylinderlinse (Brennweite 41 mm) bildet in der einen Raumrichtung die Lochblende in den Brennraum ab, während in der anderen Raumrichtung der Strahl aufgeweitet wird. Dadurch entsteht im Brennraum eine 82 mm breite und circa 5 mm dicke ausgeleuchtete Fläche. Nur innerhalb dieses Lichtschnittes können Tracermoleküle beobachtet werden. Das Laserlicht wird über einen Spiegel von unten durch den Glaskolben eingekoppelt. Das Pleuel des Motors ist verlängert und geschlitzt ausgeführt, sodass solch ein optischer Zugang ermöglicht wird.

Die Fluoreszenz der Moleküle wird über eine bildverstärkte Kamera (LaVision Nanostar) detektiert. Die Kamera hat eine Sensorgröße von 1280 · 1024 px mit einem Messbereich von 12 bit (4096 Abstufungen). Die Integrationszeit der Kamera beträgt 5 ns; die Abklingzeit der Fluoreszenz von 3-Pentanon ist circa 2 ns [OA97]. Ein Tiefpass bei 375 nm, ein Hochpass bei 400 nm und ein Bandpass bei 375 ± 50 nm schränken dabei das detektierte Spektrum auf den Fluoreszenzbereich des benutzten Tracers ein.

Der Tracer (3-Pentanon) wird über eine Saugroheinblase ungefähr 0,5 m vor den Einlassventilen eingebracht. Über die Länge der Mischstrecke kann ein homogenes Gemisch sichergestellt werden [Bus13]. Damit ein Auskondensieren des Tracers nach Möglichkeit verhindert wird, ist das Saugrohr mit einem Heizband umwickelt, das die Gastemperatur über dem Siedepunkt von 3-Pentanon (375 K bei Standarddruck, [Lid04]) hält.

Als Kraftstoff wird für die LIF-Messungen gasförmiges Methan direkt über einen Mehrlochinjektor in den Brenn-

raum eingeblasen. Methan hat dabei den Vorteil, dass es keine merkliche Fluoreszenz verursacht und so die LIF-Messungen möglichst wenig beeinflusst.

3.1.2.3 Auswertalgorithmus

Die Auswertung der LIF-Bilder geschieht in ähnlichen Schritten wie die Auswertung der IR-Absorption. Dafür sind drei Messungen mit der Kamera notwendig:

1. Hintergrundbild I_h bei gefeuertem Motor ohne Zugabe von Tracer
2. Kalibrierbild I_k bei geschlepptem Motor mit Zugabe von Tracer
3. Fluoreszenzmessung I_f bei gefeuertem Motor mit Zugabe von Tracer

Unter der Annahme, dass der Tracer den geschleppten Zyklus überlebt und dass die Bedingungen (Druck, Temperatur, Quenching) bei gleicher Stellung der Kurbelwelle in geschleppten und gefeuerten Zyklen so gleichartig sind, dass sie keinen Einfluss auf die Fluoreszenzasubeute haben, kann für die Berechnung der Restgaskonzentration c aus diesen drei Bildern folgende Formel benutzt werden:

$$c = 1 - \frac{I_f - I_h}{I_k - I_h} \quad (3.2)$$

Die Restgaskonzentration ist dementsprechend bestimmt durch die gemessene Fluoreszenz bei dem jeweiligen Betriebspunkt und durch das Kalibrierbild. Das Kalibrierbild entspricht dabei einer Frischluftkonzentration von 100 % beziehungsweise einer Restgaskonzentration von 0 %. Der Abzug des Hintergrundbildes sorgt dabei einerseits dafür, dass das Sensorrauschen berücksichtigt wird. Andererseits werden so auch störende Reflexionen aus dem Bild herausgefiltert, das Eigenleuchten der Verbrennung spielt bei den gewählten Aufnahmezeitpunkten keine Rolle. Durch das Kalibrierbild sind weiterhin Bildfehler aufgrund der Vignettierung des Objektivs berücksichtigt. Die entstehende Verzerrung durch den Glasring,

die ähnlich wie in Abb. 3.7 ist, wird allerdings nicht korrigiert.

3.2 Räumliche Visualisierung

Zur Darstellung der Möglichkeiten des entwickelten Messaufbaus und des entwickelten Algorithmus werden zwei Betriebspunkte am Transparentmotor vermessen, die sich nur durch ihre Tumble-Bewegung unterscheiden. Der Tumble dient beim Otto-Motor dazu, dass die Turbulenz im Brennraum durch den Zerfall des Tumbles vor dem oberen Totpunkt erhöht wird. Dadurch steigen die Flammgeschwindigkeit und die Ausmagerungsgrenze, während zyklische Schwankungen zurückgehen. Negative Effekte, zum Beispiel durch erhöhte Wandwärmübergänge, können jedoch nicht ausgeschlossen werden [HZ94].

In der gewählten Ansicht, die in Abb. 3.1 dargestellt ist, äußert sich ein Tumble als Strömung gegen den Uhrzeigersinn im Brennraum. Die Achse der Rotation ist dabei senkrecht zur Ansichtsebene und die Frischluft tritt durch die hintereinander liegenden Einlassventile auf der rechten Seite ein. Der Tumble wird über eine Blende im Saugrohr erzeugt. Diese Blende erlaubt nur eine Anströmung des oberen Teiles der Einlassventile. Ohne Tumble-Blende baut sich kaum ein Wirbel im Brennraum auf. Die Strömung folgt im Wesentlichen der Kolbenbewegung und sollte in der gewählten Ansicht eine Keilform um das Einlassventil bilden.

Die Ergebnisse der IR-Messungen sind in Abb. 3.15 dargestellt. Generell sind in allen IR-Bildern zwei wichtige Aspekte zu erkennen: Das Speckle-Muster durch die Selbstinterferenz des Laserlichts erzeugt ein zeitlich konstantes Punktmuster, welches auf den Bildern zu erkennen ist. Außerdem bestimmt die Messung hohe Restgaswerte nahe der Zylinderwand. Diese sind darin begründet, dass die Absorptionslängenkompensation nach Abs. 3.1.1.4 von parallelem Licht im Brennraum ausgeht; eine Näherung die mit zunehmender Wandnähe immer schlechter wird. Zusätzlich nimmt das Signal-Rausch-Verhältnis aufgrund der geringeren Weglänge in Richtung der Zylinderwand ab.

Die IR-Absorption wird in einem skip-fire Betrieb aufgenommen. Dabei wechseln sich sechs gefeuerte und ein nichtgefeuerter Zyklus ab. Die Messung erfolgt im nichtgefeuerten Zyklus. Für die dargestellte Ansaugphase ist somit der skip-fire Betrieb vernachlässigbar: Die Aussetzung der Verbrennung erfolgt erst nach der Aufnahme. Jedes Bild in Abb. 3.15 ist dabei der Mittelwert aus 120 nicht gefeuerten Zyklen, die immer einem gefeuerten Zyklus folgen. Die Kamera ist schnell genug um Bilder aus jedem skip-fire Zyklus aufzunehmen. Für ausgewählte Punkte ist nachgeprüft, dass die Scheinabsorption bei nicht-resonanten Messungen kleiner als die auftretende

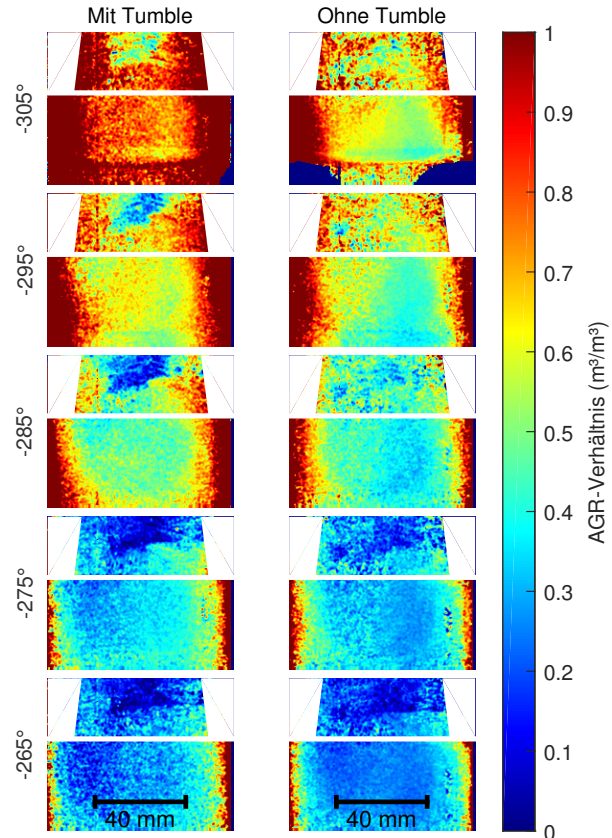


Abb. 3.15: AGR-Verhältnis während Ansaugung mit und ohne Tumble bestimmt mit IR-Absorption. Verschiedenen Stellungen der Kurbelwelle in Grad vor dem oberen Totpunkt mit Zündung. Faksimile mit Erlaubnis von SAE Paper 2015-01-1648 Copyright © 2015 SAE International. Weitere Benutzung oder Verbreitung ist ohne ausdrückliche Erlaubnis der SAE nicht erlaubt.

Absorption bei resonanten Messungen ist. In Abb. 3.15 ist bei -305° der Kolben am unteren Rand des Bildes zu sehen. Die Einlassventile sollten auf der rechten Seite der Bilder sichtbar sein. Allerdings sorgt die divergente Beleuchtung zusammen mit der Normierung der Bilder dafür, dass sie nicht erkennbar sind.

Die Tumble-Bewegung des Frischgases ist in Abb. 3.15 gut zu erkennen: Beginnend bei -305° strömt Frischgas oben zentral in das Brennraumdach ein. Dieses Frischgas breitet sich dann in einem Wirbel gegen den Uhrzeigersinn im Brennraum aus. Bei -285° und -275° ist dieser Effekt gut zu beobachten. Auch bei -265° ist noch ein Einfluss der Tumble-Bewegung sichtbar: Die linke Seite des einsehbaren Teil des Brennraumes ist besser gespült als die rechte.

Im Falle einer fehlenden Tumble-Bewegung ist die Links-Rechts-Asymmetrie der Restgasverteilung bei -265° schwächer ausgeprägt. Desweiteren ist in Abb. 3.15 bei -295° erkennbar, dass sich das Frischgas nicht mehr in

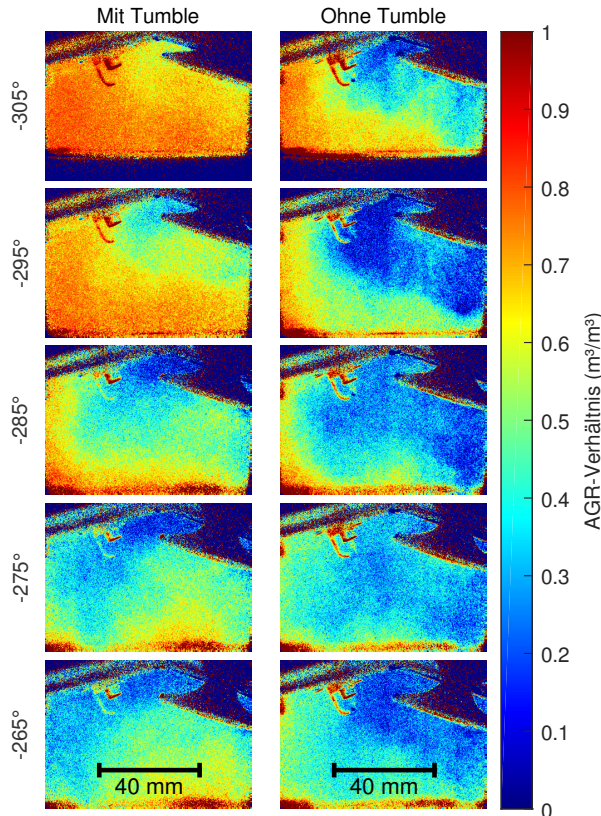


Abb. 3.16: AGR-Verhältnis während Ansaugung mit und ohne Tumble bestimmt mit LIF. Verschiedenen Stellungen der Kurbelwelle in Grad vor dem oberen Totpunkt mit Zündung. Faksimile mit Erlaubnis von SAE Paper 2015-01-1648 Copyright © 2015 SAE International. Weitere Benutzung oder Verbreitung ist ohne ausdrückliche Erlaubnis der SAE nicht erlaubt.

einem Wirbel in den Brennraum bewegt, sondern sich keilförmig von den Einlassventilen ausbreitet. Außerdem kann bei einer Tumble-Erzeugung durch eine Blende im Saugrohr weniger Frischgas als im Neutralbetrieb angesaugt werden. Dies ist im direkten Vergleich der Bilder bei -305° , -295° und -285° deutlich: Die Restgaskonzentration ist merklich höher für die Bilder mit einer Tumble-Bewegung im Brennraum.

Als Vergleichsmessung zur IR-Absorption wird die Restgasverteilung auch mit LIF bestimmt. Analog zu Abb. 3.15 zeigt Abb. 3.16 die selben Betriebspunkte gemessen mit LIF an einem Motor mit anderem optischen Zugang. Im Gegensatz zur IR-Absorption reagiert LIF nicht sensitiv gegen die Säulendichte sondern gegen die Dichte im optischen Lichtschnitt, welcher eine Dicke von ungefähr 5 mm hat. Dementsprechend spielen zyklische Schwankungen zwischen den einzelnen Ladungswechseln eine stärkere Rolle als bei der IR-Absorption. Der Laserlichtschnitt liegt in Abb. 3.16 genau zwischen den beiden Einlassventilen. Die Messungen sind dabei im kontinuierlich gefeuerten

Betrieb vorgenommen. Ein Bild ist das Mittel aus fünf nicht aufeinanderfolgenden Zyklen, da der Laser eine fixe Wiederholrate von 10 Hz einhalten muss. Eine höhere Zahl an Mittelungen ist aufgrund der fehlenden Stabilität des verwendeten Nd:YAG-Lasers und dessen Frequenzvervierfachung nicht möglich gewesen.

Auffällig ist, dass die Bildqualität in Abb. 3.16 höher erscheint als in den IR-Messungen. Zum einen liegt das an der höheren Auflösung der Kamera, zum anderen daran, dass die LIF nicht das kohärente Laserlicht direkt nachweist, sondern nur das inkohärente Fluoreszenzlicht zum Nachweis benutzt. Zwar ergibt sich aus der geringen Leistung die Notwendigkeit von bildverstärkten Kameras, das Rauschen der dafür benutzten Mikrokanalplatte (MCP) ist allerdings zufällig und kann so effektiv gemittelt werden. Dementsprechend ist die Granularität der Bilder in Abb. 3.16 auch kein Artefakt des Messverfahrens LIF, sondern nur durch den Detektor bedingt und unabhängig von Bild zu Bild.

Außerdem kann die Kamera bei der LIF auf den Laserlichtschnitt scharf gestellt werden. Dadurch entsteht eine gute räumliche Auflösung in der Messebene – insbesondere im Vergleich zur divergenten Beleuchtung der IR-Absorption. Dementsprechend sind in Abb. 3.16 die Einlassventile und die Zündkerze erkennbar. Wie in Abb. 3.15 ist auch bei den LIF-Messungen bei -305° der Kolben im unteren Bildbereich sichtbar.

Im Vergleich zwischen den IR- und LIF-Messungen wird deutlich, dass beide Messverfahren ähnliche Trends liefern. Die Tumble-Bewegung im Brennraum ist mit beiden Messverfahren sichtbar. Allerdings hat die IR-Absorption den Vorteil, dass sie empfindlich bezüglich der Säulendichte reagiert. Damit wird die Auswertung unabhängig vom genauen Ort im Brennraum, der betrachtet wird. Dementsprechend wird ein globaler Trend wie die Ladungsbewegung besser sichtbar. LIF ist im Gegensatz dazu empfindlich gegen die lokale Restgaskonzentration. Gerade in der Mittelebene zwischen den Ventilen, wo die Strömungen aus den Einlasskanälen miteinander interagieren, muss die lokale Restgaskonzentration nicht zwingend repräsentativ für den gesamten Brennraum sein.

Im direkten Vergleich zeigen LIF- und IR-Messungen für die Aufnahmen ohne Tumble den selben Trend. Allerdings sorgen die zyklischen Schwankungen in der Messebene zusammen mit der geringen Anzahl an Mittelwerten für einige Ungereimtheiten in den LIF-Bildern. So entsteht bei den LIF-Messungen der Eindruck, dass bei -265° die Penetration des Frischgases geringer ist als bei -275° .

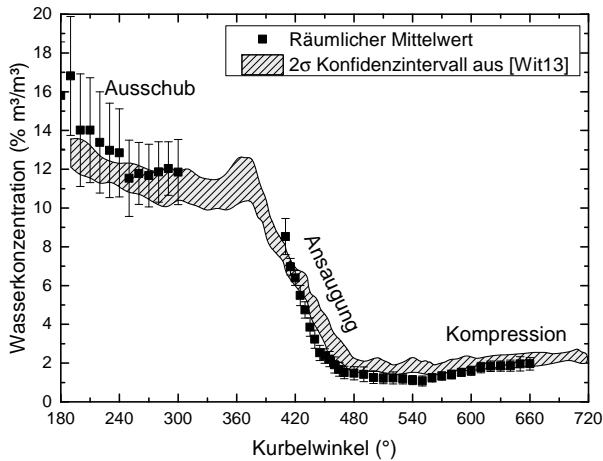


Abb. 3.17: Mittlere Wasserkonzentration über dem Kurbelwinkel. Daten aus [Wit13] dienen der Verdeutlichung der Möglichkeiten einer kalibrierungsfreien Punktmessung. Fehlerbalken sind räumliche Standardabweichung. Faksimile mit Erlaubnis von SAE Paper 2015-01-1648 Copyright © 2015 SAE International. Weitere Benutzung oder Verbreitung ist ohne ausdrückliche Erlaubnis der SAE nicht erlaubt.

3.3 AGR-Quantifizierung

Zusätzlich zur zweidimensionalen Visualisierung der Restgasverteilung, kann die IR-Absorption auch für eine nulldimensionale Quantifizierung des mittleren Restgasanteils im Zylinder benutzt werden. Hierfür wird eine gedrehte Ansicht benutzt, bei der die Auslassventile hinter den Einlassventilen liegen. Damit ergibt sich eine homogenere Säulendichte für die IR-Absorption, die zusätzlich noch über einen zentralen Ausschnitt gemittelt wird.

In Abb. 3.17 ist die mittlere Wasserkonzentration über dem Drehwinkel der Kurbelwelle dargestellt, wobei bei 360° der obere Totpunkt des Ladungswechsels und bei 720° der Totpunkt der Zündung ist. Die Messung mit einem Lambda von eins, einer Drehzahl von 500min⁻¹ und einem Saugrohrdruck von 35kPa zeigt dabei den erwarteten Abfall der Wasserkonzentration während der Ansaugphase. Für den benutzten Referenzkraftstoff mit den Daten aus Tab. 2.2 und Gl. (2.61) wird bei Lambda eins eine Wasserkonzentration im Abgas von 12,4% (volumetrische Konzentration) erwartet. Während des Ausschubs der Abgase kann eine Konzentration in dieser Größenordnung gemessen werden.

Aus Abb. 3.17 ist auch ersichtlich, dass die Wasserkonzentration im Abgas nicht genau genug mit der IR-Absorption gemessen werden kann, damit daraus die Restgaskonzentration berechnet werden könnte. Der Grund hierfür liegt darin, dass während des Ausschubs hohe Temperaturen vorherrschen. Diese sorgen dafür, dass das Wasser anfängt thermisch zu leuchten. Desweiteren kann bei

manchen Betriebspunkten noch Flammeneigenleuchten und Rußleuchten auftreten. Diese Lichtemission wird durch den Algorithmus abgezogen, allerdings sorgen zyklische Schwankungen des Eigenleuchtens dafür, dass der Abzug nur mit gut gemittelten Bildern zuverlässig funktioniert. Die Fehlerbalken in Abb. 3.17 sind durch die räumliche Standardabweichung eines zeitlich gemittelten Bildes gegeben. Dementsprechend sind sie während des Ausschubs, wo räumliche Schwankungen durch den Emissionsabzug verstärkt auftreten, besonders hoch.

Während der Ansaugung erfolgt die Messung der IR-Absorption im „skip-fire“-Modus während der Zyklen ohne Kraftstoffeinspritzung. Zwar ist nachgewiesen, dass die Absorption durch gasförmigen Kraftstoff unter der Sensitivität des Aufbaus liegt [Hol14], allerdings sorgt die Extinktion des Lichts durch Streuung an den Kraftstofftröpfchen dafür, dass die scheinbare Wasserkonzentration während der Einspritzung erhöht wird. Im Bereich zwischen 300° und 420° sind in Abb. 3.17 keine Datenpunkte eingetragen. In diesem Bereich befindet sich der Kolben im Sichtfenster und macht eine Messung der Wasserkonzentration durch Reflexionen schwierig.

Während der Kompression scheint die Wasserkonzentration im Brennraum leicht anzusteigen. Dies könnte eventuell durch verdunstendes Wasser, welches sich in den Spalten angesammelt hat, begründet sein. In dieser Phase ist jedoch ein Einfluss durch die Ungenauigkeit der Gastemperatur feststellbar. Die Gastemperatur wird lediglich über den Druckverlauf geschätzt. Dementsprechend ist der auftretende Drift höchstwahrscheinlich ein systematischer Fehler durch die Temperaturabschätzung.

Zusätzlich ist in Abb. 3.17 eine kalibrierungsfreie TDLAS-Messung aus [Wit13] dargestellt. Jenes Experiment misst die Säulendichte entlang eines dünnen Laserstrahls und beruht auf der selben Absorptionslinie wie die vorliegende Arbeit, allerdings mit dem TDLAS-Verfahren, welches die komplette Linienform auswertet. Die Messung wurde an einem anderen Transparentmotor durchgeführt, die Motordaten sind allerdings, bis auf den Ventilüberschnitt, vergleichbar. Die Breite des eingezeichneten Bereiches in Abb. 3.17 ist durch ein 95%-Konfidenzintervall gegeben. Erkennbar ist, dass für die TDLAS-Messungen die Tendenzen ähnlich zu denen der IR-Absorption sind, sowohl bezogen auf die Wasserkonzentration als auch die Breite der Unsicherheit. Während des Ausschubs zeigen die Messungen aus [Wit13] eine erhöhte Standardabweichung, da hier die zyklischen Schwankungen entlang nur einer Sichtlinie hoch sind. Die Genauigkeit der TDLAS-Messungen ist höher als die der IR-Absorption, da die Berücksichtigung des Emissionslichts bei TDLAS während der Messung erfolgt und nicht Mittelwerte mehrerer Zyklen verglichen werden müssen. Während der Kompression sind die Unsicherheiten für beide Messtechniken vergleichbar, hier kann die IR-Absorption den Vorteil der größeren sensitiven

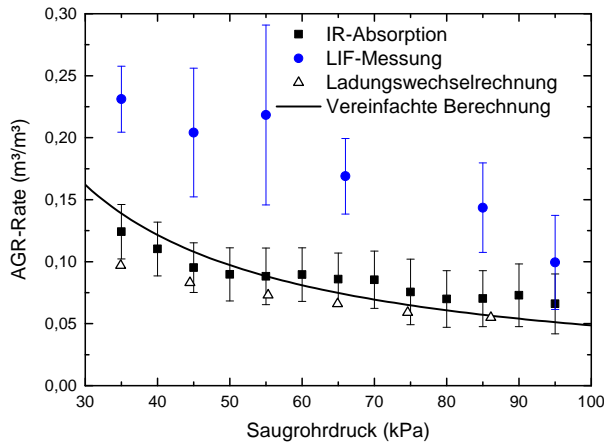


Abb. 3.18: Mittlere AGR-Rate über dem Saugrohrdruck. Zum unteren Totpunkt zwischen Ansaugung und Kompression, Lambda 1,3 und 500 min^{-1} . Eine vereinfachte Ladungswechselrechnung nach Gl. (2.63) und eine detaillierte Ladungswechselrechnung nach [Lej09] mit Zylinderdruckverläufen eines Metalleinzylindermotors dienen zum Vergleich. Fehlerbalken sind räumliche Standardabweichungen. Faksimile mit Erlaubnis von SAE Paper 2015-01-1648 Copyright © 2015 SAE International. Weitere Benutzung oder Verbreitung ist ohne ausdrückliche Erlaubnis der SAE nicht erlaubt.

Fläche in Zusammenhang mit der divergenten Beleuchtung ausspielen, diese sorgt für eine gleichförmigere Restgasverteilung.

Auch die Daten aus [Wit13] zeigen eine leichte Erhöhung der Wasserkonzentration während der Kompression. Dies würde dafür sprechen, dass Wasser während des Ausschubs oder der Ansaugung kondensiert und während der Kompression wieder verdampft. Allerdings sind die Messunsicherheiten auch hier so groß, dass keine endgültige Aussage darüber getroffen werden kann.

In dem verwendeten Transparentmotor sind die Ventilsteuerzeiten und der Abgasgegendruck nicht variabel. Dementsprechend kann die Abgasrückführungsrate nach Gl. (2.63) nur über den Saugrohrdruck variiert werden. Eine solche Variation ist in Abb. 3.18 dargestellt. Die IR-Absorption ist in der Lage, die AGR-Rate in der nach Gl. (2.63) erwarteten Größenordnung zu reproduzieren. Außerdem wird der erwartete Abfall der internen AGR mit steigendem Saugrohrdruck gemessen.

Die Güte der IR-Absorption und der vereinfachten Ladungswechselrechnung wird über den Abgleich mit einer detaillierten eindimensionalen Ladungswechselrechnung nach [Lej09] beurteilt. Hierfür können nicht die Messdaten des Transparentmotors benutzt werden, da das vorhandene Rechenmodell für Motoren mit Metallwänden und Ölschmierung optimiert ist. Damit trotzdem

Berechnungen für die interne AGR durchgeführt werden können, werden Messungen der selben Betriebspunkte an einem Einzylindermotor mit dem selben Zylinderkopf durchgeführt. Die so gewonnenen Druckverläufe sind Grundlage für eine detaillierte eindimensionale Ladungswechselrechnung und die daraus gewonnene AGR-Rate. Bei höheren Drücken stimmen die vereinfachte und die detaillierte Rechnung gut überein. Bei geringen Saugrohrdrücken sorgen vermutlich Drosselverluste und Undichtigkeiten (Kompression und Expansion in geschleppten Zyklen erreichen lediglich 95% des ursprünglichen Drucks), die Gl. (2.63) nicht berücksichtigt, für eine Abweichung der beiden Berechnungen. Demzufolge stimmt der Abfall der AGR-Rate mit steigendem Saugrohrdruck, wie er in den IR-Messungen ermittelt wird, noch besser mit der detaillierten Ladungswechselrechnung überein, die solche Effekte berücksichtigt.

Die Daten für die IR-Absorption sind über einhundert aufeinanderfolgende Zyklen gemittelt. Die dargestellten Fehlerbalken der IR-Absorption sind durch die mittlere räumliche Standardabweichung gegeben. Diese ist größer als die zyklische Standardabweichung. Die Fehlerbalken sind demzufolge nicht als zyklische Schwankung zwischen den Messungen, sondern als Unsicherheit des Absolutwertes zu verstehen. Diese Unsicherheit wird hauptsächlich durch die Intensitätsschwankungen des Speckle-Musters und zu einem kleineren Teil durch die Fehler der Absorptionslängenkompensation verursacht.

Zum Vergleich mit der IR-Absorption sind AGR-Raten aus den LIF-Messungen berechnet und in Abb. 3.18 dargestellt. Dabei werden 65 nicht aufeinanderfolgende Zyklen gemittelt. Die Daten sind dabei mit Gl. (2.63) auf eine Saugrohrtemperatur von 298K korrigiert. Sowohl die absoluten Werte als auch die räumliche Standardabweichung der LIF-Messung sind größer als bei der IR-Absorption. Die Ursache für die größere Streuung ist vermutlich, dass LIF nur in einer Ebene sensitiv reagiert und somit empfindlicher auf Fluktuationen der Strömung reagiert, es fehlt die Mittelung über die Sichtlinie. Der größere Absolutwert der internen AGR bei der Bestimmung mit LIF im Vergleich zur Bestimmung mit IR-Absorption ist dadurch allerdings nicht erklärbar. Vermutlich liegt die Ursache darin, dass die Messung nicht empfindlich gegenüber dem Restgas ist, sondern nur Frischgas messen kann. Anhand von fehlendem Tracer wird auf das Restgas geschlossen. Sollte allerdings im Saugrohr Tracer kondensieren oder sich der Tracer aufgrund der hohen Temperaturen beim Ansaugen zersetzen, so würde das direkt zu einer höheren scheinbaren AGR-Rate führen. Nach [BS73] können bereits ab 523K Zersetzungsprozesse von 3-Pentanon auftreten. Während der Kalibrierung erfolgt keine Zündung. Dementsprechend sind die hierbei erfolgenden Messungen – welche zum Abgleich von reiner Frischluft benutzt werden – ohne einen entsprechenden Zersetzungs Vorgang. Außerdem herrschen in geschleppten und gefeuerten Zyklen andere Drücke,

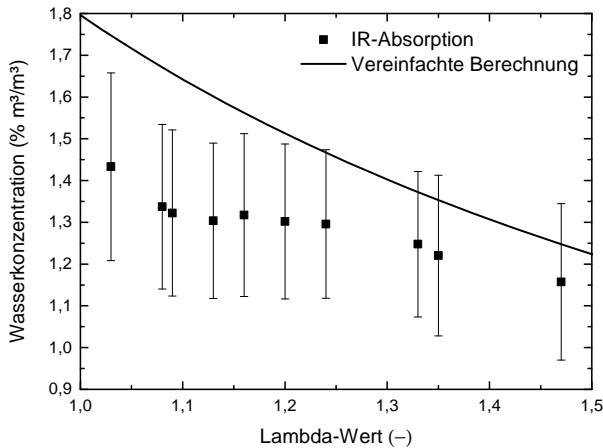


Abb. 3.19: Mittlere Wasserkonzentration über Lambda. Eine vereinfachte Ladungswechselrechnung nach Gl. (2.63) dient zum Vergleich. Fehlerbalken sind räumliche Standardabweichungen. Mittelwert über 100 Zyklen kurz nach dem unteren Totpunkt bei 500 min^{-1} . Saugrohrdruck 35 kPa. Faksimile mit Erlaubnis von SAE Paper 2015-01-1648 Copyright © 2015 SAE International. Weitere Benutzung oder Verbreitung ist ohne ausdrückliche Erlaubnis der SAE nicht erlaubt.

Temperaturen und Sauerstoffkonzentrationen. Nach [SS05] sollte die Druck- und Sauerstoff-Abhängigkeiten kaum einen Einfluss auf das Messergebnis haben und auch die Temperaturabhängigkeit ist mit 1% Signalabschwächung bei einer Temperaturerhöhung von 400 K auf 410 K nicht in der Lage die komplette Abweichung zu erklären.

Bei konstanter Drehzahl und konstantem Saugrohrdruck entspricht eine Variation des Lambdawertes einer Variation der Wasserkonzentration im Brennraum während der Kompression: Ausgehend von Lambda eins steigt der Anteil an Luft, die nicht an der Verbrennung teilnimmt mit steigendem Lambda. Dementsprechend hat das Gas nach der Verbrennung eine geringere Wasserkonzentration, was sich direkt auf die Wasserkonzentration nach der Mischung mit Frischgas auswirkt.

In Abb. 3.19 ist eine Messung der Wasserkonzentration mit Variation des Lambdawertes dargestellt. Zusätzlich werden Gl. (2.61) und (2.63) dazu benutzt, die erwartete Konzentration abzuschätzen. Die Fehlerbalken sind durch die räumliche Standardabweichung gegeben. Wie schon in den vorigen Abschnitten ist anzumerken, dass die zyklischen Schwankungen unter dieser räumlichen Standardabweichung liegen. Dies ist an der geringen Streuung der Messwerte zwischen einem Lambdawert von 1,1 und 1,3 deutlich zu erkennen.

Als weiteren Testfall für die Messtechnik bietet es sich an, die Wasserkonzentration während mehrerer aufeinander-

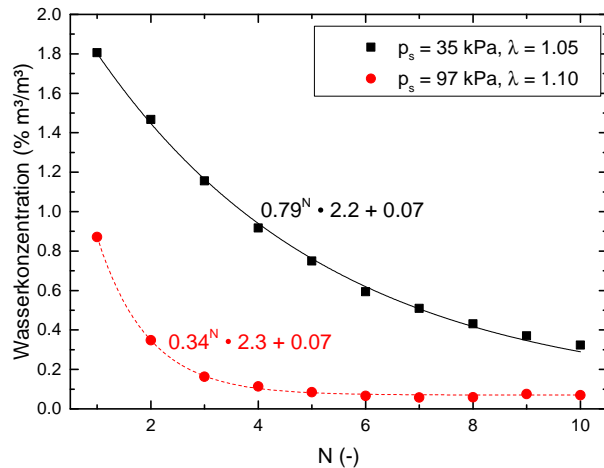


Abb. 3.20: Wasserkonzentration kurz nach dem unteren Totpunkt für aufeinanderfolgende nichtgefeuerte Zyklen. Die beiden Kurven stellen die Anpassung eines exponentiellen Abfalls mit Offset an die Messdaten dar. Faksimile mit Erlaubnis von SAE Paper 2015-01-1648 Copyright © 2015 SAE International. Weitere Benutzung oder Verbreitung ist ohne ausdrückliche Erlaubnis der SAE nicht erlaubt.

derfolgender ungefeuerter Zyklen zu vermessen. In dieser Phase ist der Ladungswechsel im Wesentlichen durch das Kompressionsverhältnis des Motors ϵ , durch den Saugrohrdruck p_s und durch den Abgasgegendruck p_a gegeben. Entsprechend vereinfacht sich Gl. (2.63) zu:

$$r' = \frac{1}{\epsilon} \frac{p_a}{p_s} \quad (3.3)$$

Das Verhältnis r' , um den die Wasserkonzentration bei jedem Zyklus abnehmen sollte, ist somit konstant. Für zwei verschiedene Saugrohrdrücke ist solch eine Messung in Abb. 3.20 dargestellt. Wie erwartet, zeigt der höhere Saugrohrdruck einen schnelleren Abfall der Wasserkonzentration als der geringere Saugrohrdruck. Für die Auswertung wird ein exponentieller Abfall mit Offset (zum Beispiel verursacht durch Rußablagerungen) an die Messdaten angepasst. Für einen Saugrohrdruck von 35 kPa reduziert sich die Wasserkonzentration um den Faktor 0,79 von Zyklus zu Zyklus. Für einen Saugrohrdruck von 97 kPa reduziert sich die Konzentration um den Faktor 0,34. Das Verhältnis der beiden „Abklingzeiten“ von 2,3 ist nah an der Erwartung von 2,8.

Die absoluten Werte der „Abklingzeiten“ aus Abb. 3.20 sind höher als nach Gl. (3.3) erwartet werden würde (0,79 gegenüber 0,36 bei 35 kPa Saugrohrdruck und 0,34 gegenüber 0,13 bei 97 kPa Saugrohrdruck). Dies erscheint für einen Transparentmotor nicht unplausibel, besonders unter Beachtung der Tatsache, dass im geschleppten Betrieb nach einer Kompression und Expansion der Druck auf 95% des Ausgangswertes sinkt. Die fehlenden 5%

werden dann durch Gas ersetzt, das aus dem Abgaskrümmer angesaugt wird. Da das Abgas allerdings eine Wasserkonzentration hat, die um eine Größenordnung höher ist als die Wasserkonzentration im Brennraum, werden zu große Werte für die „Abklingzeiten“ aus Gl. (3.3) ermittelt. Der Effekt, dass wasserreiches Abgas zurück in den Brennraum strömt, kann auch durch eine Erhöhung der gemessenen Absorption zum Zeitpunkt des Öffnens der Auslassventile nachgewiesen werden. Dieser Effekt tritt im gefeuerten Betrieb nicht auf, da die Verbrennung für höhere Drücke im Brennraum sorgt.

3.4 Fehleranalyse

Für den aktuellen Messaufbau ist die Unsicherheit des Messergebnisses hauptsächlich durch die systematischen Fehler bestimmt. Mit der Allanvarianz, ein Stabilitätsmaß für schwankende Messwerte, kann der statistische Fehler abgeschätzt und möglichst gering gehalten werden [All87]. Zur Berechnung der Allanvarianz werden Mittelwerte über eine Integrationszeit gebildet und anschließend die halbe mittlere quadratische Differenz aufeinanderfolgender Mittelwerte ausgewertet.

In Abb. 3.21 ist die normierte Allanvarianz für ein Pixel über der Anzahl an Zyklen, über die gemittelt wird, aufgetragen. Der Aufnahmezeitpunkt der Messung liegt kurz vor der Einspritzung. Die Messpunkte zeigen die drei charakteristischen Phasen für eine Mittelung: Anfänglich sinkt die Varianz, wie erwartet, mit steigender Anzahl an Messungen mit $1/n$, da das zufällige Kamerarauschen und die zyklischen Schwankungen im Motor kompensiert werden. Für große Integrationszeiträume steigt die Varianz wieder an, da langfristige Drifts die Varianz immer stärker dominieren. Ursachen hierfür können zum Beispiel die Rußablagerung an der Zylinderwand und der Abrieb der Kolbenringe auf der Zylinderwand sein. Außerdem erreicht der Despeckler nicht immer die selbe Ausgangslage und erzeugt somit langfristige Drifts, da sich dieser Fehler von einem zum nächsten Zyklus aufaddieren kann. Ein weiterer langfristiger Drift könnte durch sich ändernde Luftfeuchtigkeit im Labor entstehen, dieser Effekt wurde während der Messungen allerdings nie beobachtet.

Im Bereich zwischen dreißig und einhundert Zyklen ist die normierte Allanvarianz in Abb. 3.21 minimal. Messungen sollten folglich mit einer solchen Anzahl von Wiederholungen betrieben werden, sodass die zyklischen Schwankungen möglichst gut gemittelt werden. Generell ist festzustellen, dass die IR-Absorption im Vergleich zur LIF weniger empfindlich gegen zyklische Schwankungen der Brennraumströmung reagiert, da sie entlang der Lichtstrahlen mittelt und nicht nur sensitiv auf die Tracerkonzentration in einer schmalen Ebene reagiert.

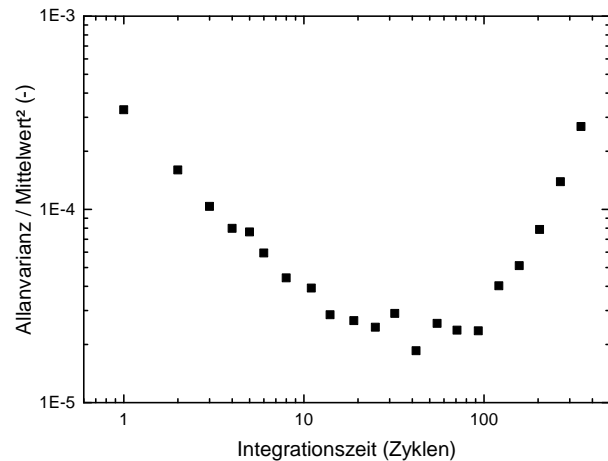


Abb. 3.21: Allanvarianz normiert auf den quadrierten Mittelwert für ein einzelnes Pixel. Faksimile mit Erlaubnis von SAE Paper 2015-01-1648 Copyright © 2015 SAE International. Weitere Benutzung oder Verbreitung ist ohne ausdrückliche Erlaubnis der SAE nicht erlaubt.

Eine Hauptquelle der systematischen Fehler sind die Unsicherheiten der Temperaturbestimmung. Hierbei sind zwei Effekte zu trennen: Zum einen geht der Algorithmus von einer homogenen Temperatur im gesamten Brennraum aus, zum anderen ist dieser Wert während der Ansaugung und Kompression abgeleitet vom Zylinderdruckverlauf und während dem Ausschub geschätzt durch Messungen an einem anderen Motor.

Wie in Abb. 3.3 dargestellt, hängt die gemessene Absorption bei konstantem Druck und konstanter Konzentration von der vorherrschenden Temperatur ab. Folglich wird für eine Berechnung der zweidimensionalen Säulendichte des Wassers aus den Absorptionsdaten eigentlich eine dreidimensionale Temperaturverteilung benötigt. Auch in einem Transparentmotor ist es äußerst schwierig, solch eine genaue Karte der Temperaturen im Brennraum zu messen. Deswegen geht der Auswertealgorithmus von einer homogenen Temperatur im Brennraum aus. Dreidimensionale CFD-Simulationen werden einmalig zur Abschätzung der Varianz der Temperatur im Brennraum genutzt. Dabei ergibt sich ungefähr eine räumliche Standardabweichung der Temperatur von $\pm 25\text{K}$ über das Volumen. Bei einer Temperatur von 350K ergibt sich somit eine systematische Unsicherheit der Wasserkonzentration von $\pm 12\%$ des Mittelwertes.

Da der Mittelwert der Gastemperatur nicht direkt bestimmt werden kann, kommt eine weitere systematische Unsicherheit zum Messergebnis hinzu. Während des Ausschubs werden die Temperaturen anhand von Daten eines anderen Motors geschätzt. Zwischen 600K und 800K bedeutet ein systematischer Fehler des Mittelwertes der Temperatur von 50K eine Unsicherheit von $\pm 13\%$ des Wertes der Wasserkonzentration.

Während des Ausschubs treten in der Regel räumliche Standardabweichungen der Absorption von mehr als $\pm 6,5\%$ des Mittelwertes auf. Dementsprechend ist der Fehler der Temperaturbestimmung in dieser Phase nicht begrenzend.

Während der Kompression wird die Temperatur über den Druckverlauf geschätzt, hier sind die statistischen Fehler kleiner und der systematische Fehler der Temperatur hat Auswirkungen auf die bestimmte Wasserkonzentration. Dementsprechend wird die Auswertung auf Bereiche zu Beginn der Kompression beschränkt. Hier ist die Temperatur noch gut durch die Temperatur im Saugrohr und eine leichte Druckkorrektur bekannt. Der Bereich ist so ausgewählt, dass das Signal aus Abb. 3.17 möglichst konstant ist.

Laut [Hitran12] haben die Daten aus Tab. 3.2, die die Grundlage für die Inversion der Absorption bilden, eine relative Unsicherheit der Linienstärke von 5%. Dies ist unmittelbar der resultierende systematische Fehler der Wasserkonzentration, in welche die Linienstärke bei der Berechnung linear eingeht.

Bei einigen Betriebspunkten kann die Ablenkung des Laserlichts durch die Vibrationen des Motors eine scheinbare Absorption erzeugen, die größer als das eigentliche Messsignal ist. Aus diesem Grund werden regelmäßig Messungen nicht-resonant durchgeführt. Hierbei sollte keine Absorption im Brennraum zu messen sein. Für die Fälle, in denen der Fehler durch diese Scheinabsorption größer als die Messunsicherheit ist, werden die Motorparameter solange leicht verändert bis die Schwingungen nicht mehr zum Messergebnis beitragen. Scheinabsorption durch Dichtegradienten im Gas (sogenannte Schlieren) ist nicht erkennbar. Messungen, in denen die Vibration des Motors keinen sichtbaren Einfluss hat, weisen typischerweise eine Absorption ($\ln I_0/I$) von 0,006 bei einem Saugrohrdruck von 35 kPa auf. Die Absorption durch das Restgas liegt typischerweise in der Größenordnung von 0,10. Die verbleibende Absorption bei nicht-resonanten Messungen ist vermutlich durch die Ablagerung von Ruß und dem Abrieb der Kolbenringe auf der Zylinderwand begründet.

Während des Ausschubs erzeugen das Flammenleuchten und die Emission von Wärmestrahlung von Wasser und Ruß einen weiteren Messfehler – auch wenn dieser über einen Wellenlängen- und Polfilter reduziert wird. Trotz des Abzugs des Emissionssignals bleibt eine systematische Unsicherheit, da Emission und Absorption in getrennten Zyklen vermessen werden. Allerdings hängt die Größenordnung des Fehlers vom gewählten Betriebspunkt ab.

Das Kraftstoffspray erzeugt einen weiteren systematischen Fehler der Absorption durch die Streuung des Laserlichts an kleinen Tröpfchen. Nach der Einspritzung bei einem Winkel 300° vor dem oberen Totpunkt der Zündung ist ein Anstieg der scheinbaren AGR-Rate sichtbar. Bereits

10° nach der Einspritzung ist dieser Effekt auf 10% der mittleren Absorption gesunken und nach 20° nach der Einspritzung ist die Absorption geringer als die statistischen Schwankungen bei einer Motordrehzahl von 500 min^{-1} .

Durch die Annahme von parallelem Licht im Brennraum erhält die Korrektur durch die Absorptionslänge einen weiteren systematischen Fehler. Streuung und Reflexion an der Zylinderwand ändern die Weglänge der Lichtstrahlen zusätzlich. Sie tragen vor allem in den Randbereichen, welche nicht quantitativ ausgewertet werden, maßgeblich zur Messunsicherheit bei. Zur Abschätzung des Fehlers wird ein Bild mit möglichst homogener Restgasverteilung und homogener Temperaturverteilung aufgenommen. Im ausgewerteten Bereich beträgt die relative Standardabweichung der Wasserkonzentration dann 6%. Wenn sichergestellt werden kann, dass der Brennraum mit einem homogenen Wasser-Luft-Gemisch gefüllt ist, könnten solche Messungen auch zur Berechnung der Absorptionslängen benutzt werden.

Das Übersprechen von Pixeln auf ihre Nachbarn und das Speckle-Muster wird verringert, indem alle Bilder mit einem Gauß-Filter über $3 \cdot 3 \text{ px}$ weichgezeichnet werden. Das Übersprechen ist dann ein Problem, wenn die Intensitätsunterschiede zwischen benachbarten Pixeln hoch sind und die Kamera die gemessene Intensität nichtlinear mit der Anzahl an Photonen, die den Sensor treffen, skaliert. Die Division durch das Referenzbild sollte das Übersprechen der Pixel bei einer linearen Verstärkung korrigieren (bei Verlust von räumlichem Auflösungsvermögen). Bewegungsunschärfe wird vermieden, indem die Integrationszeit der Kamera immer in der Größenordnung von einem Grad Drehung der Kurbelwelle liegt.

Durch die kurze Brennweite der Kamera entsteht eine Verzerrung der Größenverhältnisse im Zylinder: Ein Objekt, welches sich nah an der Zylinderinnenwand in Richtung Kamera befindet erscheint um den Faktor 1,3 größer als das selbe Objekt genau in der Mitte des Brennraumes zu sein. Die Auswertung von räumlichen Strukturen sollte mit der entsprechenden Sorgfalt passieren. Durch die divergente Beleuchtung entsteht ein weiterer Fehler: Lichtstrahlen mit unterschiedlichen Wegen durch den Brennraum werden auf das selbe Pixel auf dem Kamerasensor abgebildet. Dadurch ergibt sich eine erhebliche Reduktion der räumlichen Auflösung. Dies könnte durch das Schließen der Kamerablende teilweise verbessert werden, allerdings wird dadurch die Lichtintensität merklich reduziert. Zusammengefasst lässt sich festhalten, dass das räumliche Auflösungsvermögen geringer ist, als anhand der Anzahl an Pixeln im Bild vermutet werden könnte. Durch die Normierung der Bilder mit der Ausgangstransmission bei geschlepptem Motorbetrieb ist es dementsprechend nahezu unmöglich, Details wie die Ventile oder die Zündkerze zu erkennen.

Die Schärfentiefe der Kamera lässt Objekte außerhalb

der Objektebene verschwommen erscheinen. Zur Quantifizierung dieses Fehlers wird ein Objekt mit kontrastreichen Kanten in den Brennraum eingebracht: Am Rand des Brennraumes (zur Kamera oder von der Kamera weg) verwaschen die Kanten über einen Bereich von zwei Pixeln. Das ist im Vergleich zur $3 \cdot 3$ Gauß-Glättung und der geringen räumlichen Auflösung allerdings ein zu vernachlässigender Effekt.

Der Fehler durch die Berechnung der Wasserkonzentration im Abgas über den Lambdawert ist vernachlässigbar. Sowohl der Luftbedarf des Kraftstoffes als auch der Lambdawert sind auf drei Nachkommastellen genau bekannt. Die verbleibende Feuchte in der Frischluft ist kleiner als die Sensitivität des Aufbaus. Streulicht stellt im aktuellen Aufbau auch kein Problem dar, weil der Motor in einem abgedunkelten Labor betrieben wird. Allerdings sorgen bereits kleine Kontrollleuchten, die eine Glühbirne beinhalten, für ein messbares Signal im Kamerabild. Während der Messungen sind diese Lampen abgeklebt.

Für die Messungen mit LIF ergeben sich genau wie bei der IR-Absorption zahlreiche Fehlerquellen, von denen nur die wichtigsten besprochen werden sollen. Die statistischen Fehler sind hauptsächlich durch das Rauschen des Bildverstärkers und durch zyklische Schwankungen im Motorbetrieb gegeben. Die zyklischen Schwankungen sind bei der LIF aufgrund dessen, dass das Verfahren die Dichte in einer dünnen Ebene detektiert, höher als bei der IR-Absorption. Das Bildverstärkerrauschen ist nicht zu vernachlässigen und in Abb. 3.16 noch sichtbar.

Durch den Glasring ist das Sichtfeld ähnlich wie in Abb. 3.7 nach außen hin verzerrt. Die Kalibrierung der LIF-Messungen wird im geschleppten Betrieb vorgenommen. Im gefeuerten Betrieb liegen die Gastemperaturen durch die Mischung mit dem heißen Abgas auf einem höheren Niveau. Bei 400 K führt nach [SS05] eine Abweichung von 10 K zu einem Fehler von 1% in der gemessenen AGR-Konzentration. Außerdem reagiert LIF sensitiv gegenüber der Tracerkonzentration im Frischgas, dementsprechend führt ein Leck im Aufbau oder Kondensation an einer kalten Stelle im Saugrohr zu einer scheinbar erhöhten AGR-Rate. Vermutlich ist eine Kombination all dieser Effekte für den Unterschied von LIF im Vergleich zu den anderen Verfahren in Abb. 3.18 verantwortlich.

Die Fehlerbetrachtung für LIF und IR-Absorption zeigt, dass die IR-Absorption viele mögliche Fehlerquellen hat, die meisten aber unabhängig voneinander sind und keine Tendenz zu höheren oder niedrigeren AGR-Raten verursachen. Außerdem erzeugen die meisten Fehler in der IR-Absorption einen Fehler, der proportional zum Messsignal ist. Die wichtigsten Fehler, die nicht in diese Kategorie fallen (Ruß auf Zylinderwand, Vibrationen), lassen sich durch nicht-resonante Messungen einfach quantifizieren. Dementsprechend sollte die AGR-Rate, die mit IR-Absorption bestimmt wird, in der richtigen Größenordnung liegen.

3.5 Zusammenfassung

Ein einfacher Aufbau auf Grundlage von Absorption monochromatischer SWIR-Strahlung kann Abgasrückführungs-raten, wie sie in einem Benzinmotor mit Direkteinspritzung erwartet werden, detektieren. Trends in zweidimensionalen Visualisierungen sind plausibel und eine nulldimensionale Quantifizierung liefert Werte, wie sie aus einer Ladungswechselrechnung erwartet werden. Dabei sind die Kosten von Material und Aufbauzeit überschaubar, sofern ein Transparentmotor vorhanden ist.

Hervorzuheben ist, dass die IR-Absorption im Gegensatz zur LIF nicht darauf angewiesen ist, einen Tracer ins System hinzuzugeben. Prinzipiell ist auch eine Messung nach der Einspritzung von Kraftstoff und während des Ausschubs möglich. Allerdings sorgen Kraftstofftröpfchen für eine Extinktion des Laserlichts und Messungen nach der Zündung sind aufgrund der thermischen Strahlung nur schwierig auszuwerten.

LIF-Messungen sind besser in Bezug auf die räumliche Auflösung der Restgasverteilung im Zylinder als IR-Messungen, allerdings zu einem höheren Systempreis. Ein Vergleich der mittleren AGR-Rate zeigt, dass die absoluten Werte für die AGR-Rate der IR-Absorption näher an der Erwartung aus Ladungswechselrechnungen liegen. Grund hierfür ist vermutlich, dass IR-Absorption sensitiv bezüglich des Abgases und nicht bezüglich des Frischgases reagiert, und dass die physikalischen Grundlagen der Auswertung sehr gut verstanden sind.

Für technische Anwendungen hat die IR-Absorption gegenüber LIF mit gepulsten Nd:YAG-Lasern (mit fixer Pulsrate) den Vorteil, dass sie einen kontinuierlichen Laser benutzt und somit keine komplizierte Anpassung von Laserfrequenz und Motordrehzahl notwendig ist. Dementsprechend kann ein Bild aus jedem Zyklus aufgenommen werden. Zukünftige Anwendungen der IR-Absorption könnten von einem Laser mit höherer Leistung profitieren. Dadurch könnte entweder die Integrationszeit reduziert werden, womit höhere Motordrehzahlen möglich wären, oder das Signal-Rausch-Verhältnis während des Ausschubs könnte vergrößert werden. Letzteres würde auch von einem schmalen Bandpass profitieren.

4 Temperaturmessungen der Benzindirekteinspritzung und der Methandirekteinblasung

Sowohl die Benzindirekteinspritzung als auch die Methandirekteinblasung können zu Verbrauchsvorteilen im Betrieb von Otto-Motoren beitragen. Bei der Direkteinspritzung von Flüssigkeiten sorgt üblicherweise die Verdunstungskühlung dafür, dass das Gemisch während der Verdichtung eine geringe Neigung zur Selbstentzündung aufweist und somit zum Beispiel ein höheres Verdichtungsverhältnis im Brennraum gewählt werden kann. Diese höhere Verdichtung sorgt direkt für Verbrauchseinsparungen, da bei einem idealen thermodynamischen Kreisprozess die Effizienz durch das Verhältnis aus maximaler und minimaler Temperatur gegeben ist [MG10]. Bei der Gasdirekteinblasung tritt zwar keine Verdunstungskühlung auf, allerdings kann die Kraftstoffmenge im Zylinder gegenüber der Saugrohreinblasung erhöht werden, da nur Frischgas und kein Luft-Kraftstoff-Gemisch angesaugt werden muss. Durch die erhöhte Füllung kann die Leistung gesteigert werden. Außerdem wird durch die direkte Einbringung des Kraftstoffes der Schichtbetrieb ermöglicht. Hierbei liegt im globalen Mittel ein mageres Gemisch vor, das nicht zündfähig wäre oder eine sehr langsame Umsetzungsgeschwindigkeit aufweisen würde. Beides würde einen Motorbetrieb verhindern. Der Kraftstoff ist allerdings nicht gleich verteilt, sondern geschichtet. Somit kann das Gemisch an der Zündkerze trotzdem entflammt werden und brennt hinreichend schnell durch. Die Verbrauchsvorteile ergeben sich beim mageren Schichtbetrieb dadurch, dass die Leistung des Motors nicht mehr über die verlustbehaftete Drosselung der Ansaugung geregelt wird, sondern über eine Dosierung der Kraftstoffmenge. Desweiteren hat Methan als Kraftstoff preislich einen enormen Vorteil, da es momentan geringer besteuert wird, als die traditionellen Kraftstoffe Diesel und Benzin. Im Motorbetrieb erweist sich Methan darüberhinaus als sehr kloppfest. Es hat auch ein höheres Wasserstoff-Kohlenstoff-Verhältnis als die meisten flüssigen Kraftstoffe, was es sehr attraktiv zur Reduzierung von Kohlenstoffdioxid-Emissionen macht. Ein Nachteil der gasförmigen Einbringung von Methan ist eine tendenziell schlechtere Vermischung des Kraftstoffs mit Luft im Vergleich zur Einspritzung von flüssigen Kraftstoffen.

Die Direkteinblasung und -einspritzung des Kraftstoffes erzeugt einen erhöhten Entwicklungsaufwand des Motors. Dementsprechend ist es vorteilhaft, genaue und schnelle Simulationen der Kraftstoffverteilung im Zylinder zu erhalten und nicht zu stark auf Versuchsaufbauten während der Entwicklung angewiesen zu sein. Wichtig

ist hierbei insbesondere die Ausbreitung des gasförmigen Kraftstoffs im Zylinder, damit abgeschätzt werden kann, wie der Kraftstoff im Brennraum mit der Strömung des Frischgases wechselwirkt. Außerdem ist die Temperatur des Luft-Kraftstoff-Gemisches aus zwei Gründen von Interesse: Einerseits kann mit der Temperatur die Verdunstungskühlung abgeschätzt und mit rechnerischen Modellen abgeglichen werden. Außerdem ist die Temperatur des Kraftstoffs hauptsächlich durch den Lufteintrag bestimmt. Damit lässt sich über die Temperatur vorhersagen, in welchen Bereichen fette Bereiche mit wenig Frischluft vorliegen.

Dieses Kapitel basiert zu großen Teilen auf einer Vorveröffentlichung des Autors [GLD15].

4.1 Vorüberlegungen

Die Experimente zur Temperaturbestimmung werden an einer Druckkammer durchgeführt. Dies hat den Vorteil, dass Temperatur, Druck und Strömung reproduzierbar eingestellt werden können und nicht so großen Schwankungen wie im Brennraum eines Motors unterliegen. Außerdem ist ein großzügiger optischer Zugang über flache Fenster möglich. Dies ist ideal für Messungen mit Fokus auf Vorgänge im Spray beziehungsweise Gasstrahl. Der Wellenlängenbereich für die Detektion ist aufgrund des Vorhandenseins einer IR-Kamera, die von $2\mu\text{m}$ bis $5\mu\text{m}$ sensitiv ist (Bereich des MWIR), festgelegt.

4.1.1 Scheibenauswahl

Für Messungen im MWIR müssen die optischen Zugänge der Druckkammer ausgetauscht werden: Normalerweise bestehen die druckfesten Fensterscheiben aus synthetischem Quarzglas (auf Englisch „fused silica“), welches nur bis $2,2\mu\text{m}$ Licht ohne nennenswerte Absorption transmittiert [KPJ07] und somit ungeeignet für Messungen im MWIR ist. Die Fenster sind dabei als Zylinder mit einem Durchmesser von 164mm und einer Höhe von $45,2\text{mm}$ ausgeführt. Bei der Auswahl des Materials sind zahlreiche Kriterien zu beachten: Einerseits soll der Aufwand der Umbauten minimal gehalten werden, das heißt, die Abmessungen der Scheiben sollten gleich bleiben. Andererseits sollte die Dicke der Scheiben ausreichend sein, sodass die Kammer bei den selben Druck- und Temperaturbedingungen wie mit den ursprünglichen Fenstern betrieben

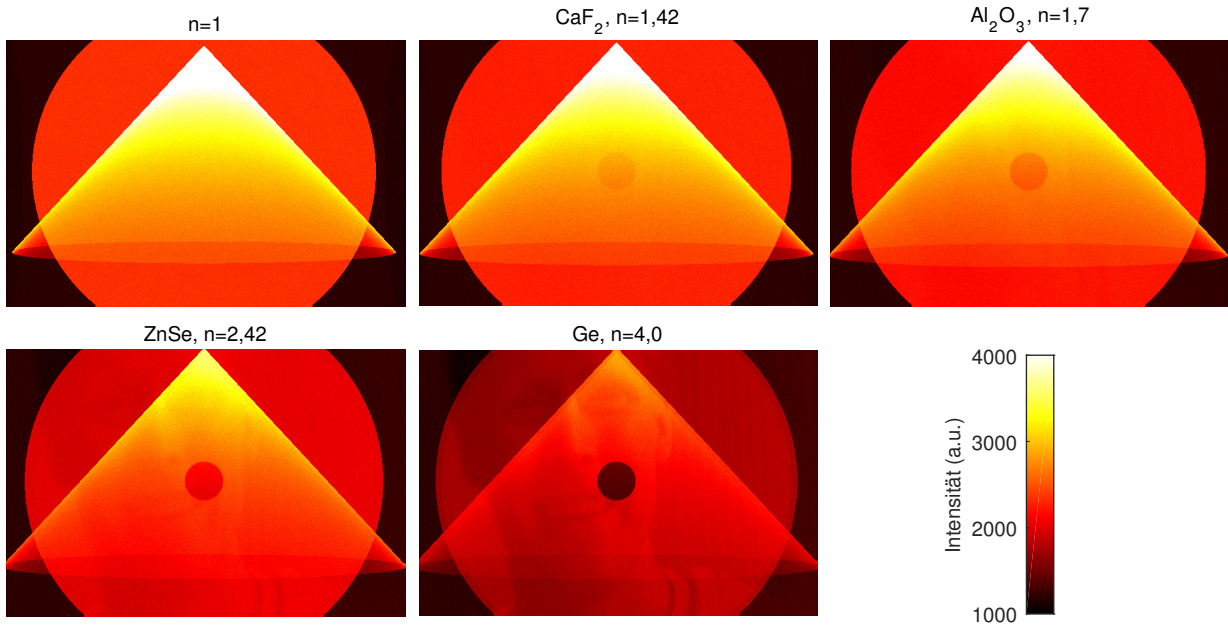


Abb. 4.1: Ray-Tracing eines Hohlkegelsprays mit vertikalem Temperaturgradienten. 348K an der Injektorspitze und 333K an der Spitze des Sprays. Strahlenverlauf in einer Kammer mit einer Scheibe von 45mm Dicke aus verschiedenen Materialien und einer Hintergrundtemperatur von 323 K.

werden kann. Hinzu kommt, dass die Scheiben aufgrund der eher rauen Umgebung in der Kammer auf ihrer Innenseite nicht optisch vergütet werden können. Aus diesem Grund spielt der Brechungsindex des Materials eine entscheidende Rolle: Je mehr er von eins abweicht, desto stärker werden die Reflexionen an der Oberfläche.

Die notwendige Scheibendicke s kann aus dem Scheibendurchmesser d , dem Betriebsdruck p , dem Bruchmodul K analog zu [Sch03] mit einer Formel aus [TÜV11] errechnet werden:

$$s = Cd\sqrt{\frac{pS}{K}} \quad (4.1)$$

Der Sicherheitsbeiwert S beträgt dabei zehn und der Korrekturfaktor C ist laut [TÜV11] je nach Einspannung zwischen 0,30 und 0,45. Soll sich die Scheibendicke nicht ändern, so muss der Ersatzwerkstoff einen ähnlichen Bruchmodul wie Quarzglas (100 MPa, [Kor15]) aufweisen. Zusätzlich sollte beachtet werden, dass die Kammer im Betrieb Temperaturen von bis zu 470 K annehmen kann, der Wärmeausdehnungskoeffizient sollte folglich ähnlich zu dem von Quarzglas sein ($0,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, [Kor15]).

Die wichtigsten Kriterien für die Materialauswahl sind die optischen Eigenschaften des verwendeten Materials. Für eine fundierte Materialauswahl werden zunächst IR-transparente Stoffe aus [Har99] gemäß ihrer Beständigkeit gegen Feuchte und ihrer mechanischen Eigenschaften (Datengrundlage [Kor15]) vorselektiert. Die vielversprechendsten Kandidaten mit Transparenz im MWIR sind

Calciumfluorid, Saphir (Aluminiumoxid), Zinkselenid und Germanium.

In Abb. 4.1 ist ein beispielhaftes Ray-Tracing einer Druckkammer mit einem Hohlkegelspray dargestellt. Das Spray weist einen vertikalen Temperaturgradienten von 348 K an der Injektorspitze zu 333 K am unteren Ende des Sprays auf. Die Dichte des Sprays ist umgekehrt proportional zum Umfang des Kegels bei gegebener Distanz zum Injektor. Zur Vereinfachung der Simulation ist der temperaturkontrollierte Hintergrund in die Kammer gebaut. Somit passiert das IR-Licht nur eine Fensterscheibe. Innerhalb dieser Scheibe wird die partielle Reflexion des Lichts an den Grenzflächen berücksichtigt. Zur Simulation der Kamera wird eine Lochkamera nach Gl. (2.37) mit vollem Öffnungswinkel von 16° angenommen. Die Intensität der Strahlung wird über das Integral von Gl. (2.20) zwischen 2 und $5 \mu\text{m}$ berechnet.

Das Ray-Tracing berücksichtigt auch die Sichtbarkeit der Kamera. Sie wird als Scheibe mit einer Temperatur von 0 K modelliert. Dies entspricht einem idealen Sensor, der jedes auftreffende Licht absorbiert und perfekt gekühlt ist. Der „Narziss-Effekt“, dass die IR-Kamera im Bild sichtbar wird, ist bei allen Materialien außer bei Abwesenheit von Fenstern in Abb. 4.1 zu beobachten. Verantwortlich hierfür sind die Reflexionen des Umgebungslichts an der Fensterscheibe der Druckkammer. Desweiteren berücksichtigt das Ray-Tracing einen möglichen Beobachter. Hierfür ist ein Schwarz-Weiß-Portrait so skaliert, dass es ungefähr den Temperaturunterschieden von $\pm 7,5 \text{ K}$ bei Raumtemperatur entspricht. Für Zinkselenid und Germanium sind die Reflexionen an der Grenzfläche so groß, dass durch

den Narziss-Effekt auch ein möglicher Beobachter auf den entstehenden Aufnahmen sichtbar wäre.

Wie erwartet sinkt die durch die Kamera gemessene Intensität mit steigendem Brechungsindex aufgrund der stärkeren Reflexionen an den Grenzflächen. Durch die Brechung im Glas ändert sich auch der sichtbare Bildausschnitt für die einzelnen Fenstermaterialien; beispielsweise ist dies in Abb. 4.1 an den unteren „Ecken“ des Sprays zu erkennen. Die mehrfachen Reflexionen innerhalb der Glasscheibe sorgen weiterhin dafür, dass für Germanium der runde Hintergrund von einem schmalen, leicht dunklerem Rand umgeben scheint.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass ein möglichst geringer Brechungsindex von großem Vorteil für eine möglichst genaue Intensitätsmessung unter Beachtung des Narziss-Effekts ist. Die wichtigen Kennwerte für mögliche Materialien sind in Tab. 4.1 zusammengefasst. Vor allem Calciumfluorid und Saphir bieten sich als geeignete Gläser an. Saphir hat einen höheren Bruchmodul (100 MPa gegenüber 40 MPa, [Kor15]) und eine geringere thermische Ausdehnungsfähigkeit ($5,6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ gegenüber $18,9 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, [Kor15]) als Calciumfluorid, was es mechanisch gesehen gut als Quarzglasersatz qualifizieren würde. Allerdings sind die Reflexionsverluste bei Saphir mit 6,9% höher als bei Calciumfluorid mit 2,9%. Der Transmissionsbereich bei Saphir erstreckt sich nur bis $4,7 \mu\text{m}$, während Calciumfluorid auch bis $10,5 \mu\text{m}$ transparent bleibt [Kor15]. Aufgrund des geringeren Preises und der besseren optischen Eigenschaften ist die Kammer dementsprechend mit Fenstern aus Calciumfluorid ausgestattet.

Die geringere Festigkeit von Calciumfluorid im Vergleich zu den ursprünglichen Quarzglasfenstern sorgt für einen verminderten Betriebsdruck von 0,8 MPa statt der ursprünglichen 2,0 MPa. Der thermische Ausdehnungskoeffizient von Calciumfluorid liegt über dem von Eisen ($11,8 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, [Lid04]) und limitiert somit die Höchsttemperatur der Fenster auf ungefähr 470 K. Typische Stähle weisen eine thermischen Ausdehnungskoeffizienten auf, der über dem Wert von reinem Eisen liegt [Ash10]. Die ermittelte Höchsttemperatur ist somit eine konservative Schätzung.

4.1.2 Aufbau

Die Messungen sollen für DIT möglichst reproduzierbar sein und daher wird der Aufbau an einer stationären Druckkammer ausgeführt. Die Kammer wird mit Stickstoff befüllt. Der Druckbereich liegt dabei zwischen atmosphärischem Druck (circa 97 kPa) und 1,2 MPa (bei Quarzglasfenstern). Der Stickstoff kann zusätzlich auf bis zu 670 K vorgeheizt werden, so dass Bedingungen ähnlich denen im Brennraum eines Otto-Motors möglich sind. Die Wandtemperatur der Kammer, die laut dem vorigen Abschnitt 470 K

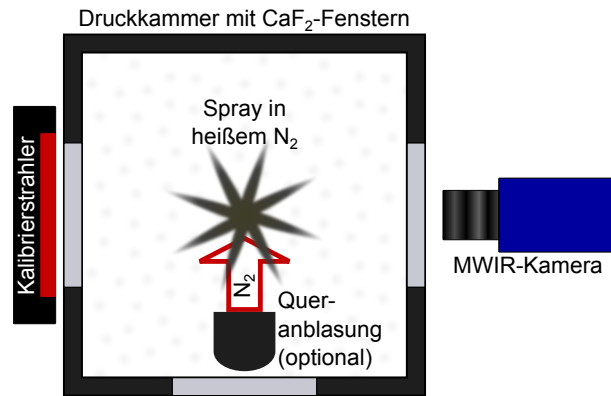


Abb. 4.2: Draufsicht des Messaufbaus für DIT an der Druckkammer. Insbesondere die Entfernung zwischen Kamera und Kammer ist nicht maßstabsgerecht.

bei Calciumfluorid-Fenstern nicht überschreiten sollte, liegt typischerweise deutlich unter der Temperatur des einströmenden Stickstoffs. Die Kammer ist kontinuierlich durchströmt, der Massenstrom beträgt maximal 100 kg h^{-1} bzw. 28 g s^{-1} . Dabei kann gewählt werden, ob die Kammer möglichst diffus von oben nach unten durchströmt wird, oder ob die Einblasung beziehungsweise Einspritzung mit einer definierten und gebündelten Strömung von unten oder von der Seite angeblasen werden soll [Jer14].

4.1.2.1 Differentielle Infrarotthermographie

Die DIT ist ein Verfahren, dass darauf beruht, mehrere Messungen bei verschiedenen Hintergrundtemperaturen aufzunehmen. Dementsprechend ist ein sehr reproduzierbarer Vorgang, beispielsweise die Einspritzung von Kraftstoff in eine Druckkammer, eine Voraussetzung für die Anwendung der Messtechnik.

In Abb. 4.2 ist der experimentelle Aufbau für DIT-Messungen dargestellt. Ein IR-Kalibrierstrahler (Fluke 4181) mit einer kreisförmigen Fläche von 6" Durchmesser dient als Hintergrundlichtquelle. Seine Temperatur kann frei zwischen 320 K und 770 K gewählt werden. Die Druckkammer ist mit Calciumfluoridfenstern ausgestattet, da ein möglichst großer Anteil der Wärmestrahlung transmittiert werden soll. Das transmittierte Licht wird von einer Kamera (Infratec ImageIR 6300), die im MWIR ($2 \mu\text{m}$ bis $5 \mu\text{m}$) sensitiv ist, aufgenommen. Die Integrationszeit der Kamera kann minimal eine $1 \mu\text{s}$ betragen, ihr Analog-Digital-Wandler hat eine Auflösung von 14 Bit (16384 Stufen). Zusätzlich können verschiedenen Wellenlängenfilter in den Strahlengang eingebracht werden: beispielsweise ein Filter, der auf die Resonanz der Kohlenwasserstoffe bei $3,4 \mu\text{m}$ abgestimmt ist (Zentralwellenlänge $3,4 \mu\text{m}$, volle Breite bei halber Höhe $0,1 \mu\text{m}$). Dieser Filter ist in Abb. 4.3 dargestellt, zusammen mit dem Spektrum von n-Heptan und Kohlendioxid bei Raumtempe-

Material	Brechungsindex	Bruchmodul	therm. Ausdehnung	Reflexionsverluste	Transmissionsbereich
CaF ₂	1,433	40 MPa	$18,9 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	2,89 % @ 4 μm	0,125 μm - 10,5 μm
Al ₂ O ₃	1,762	1200 MPa	$5,3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	6,94 % @ 2,9 μm	0,16 μm - 4,7 μm
ZnSe	2,591	55 MPa	$7,1 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	17,05 % @ 10 μm	0,48 μm - 20,5 μm
Ge	4,104	110 MPa	$5,9 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	36,04 % @ 10 μm	1,85 μm - 23 μm
Quarz	1,457	100 MPa	$0,51 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	3,46 % @ 633 nm	0,16 μm - 2,68 μm

Tab. 4.1: Die Kennwerte verschiedener Materialien für IR-transparente Fenster. Alle Brechungsindizes sind bei 633nm angegeben und deswegen zu Abb. 4.1 verschieden. Für Saphir ist lediglich ein Mittelwert für Werte, die von der Kristallrichtung abhängen, angegeben. Zum Vergleich ist Surprasil als typisches Quarzglas hinzugefügt. [Kor15]

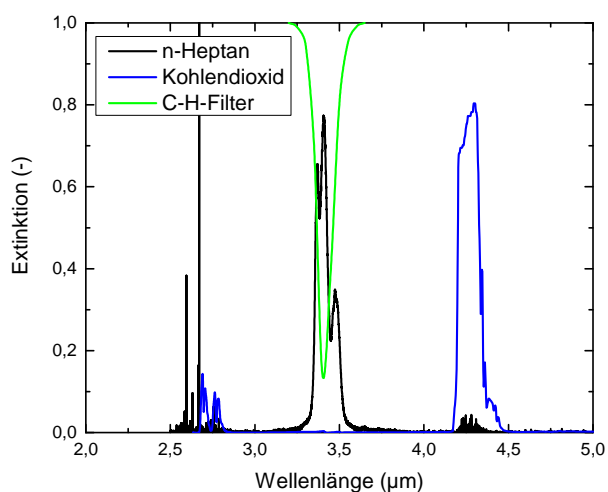


Abb. 4.3: Spektrum von dampfförmigem n-Heptan bei Raumtemperatur. Gemessen mit einem FTIR. Wellenlängenfilter der Kamera laut Herstellerangabe. Spektrum für Kohlendioxid aus [NIST15a].

ratur.

Ein Achtlochmagnetventil wird für Einspritzungen von flüssigem Kraftstoff benutzt. Die acht Löcher sind dabei ringförmig um die Mitte des Injektors angeordnet. Für gasförmige Kraftstoffe dient ein ähnliches Magnetventil mit sieben Löchern. Hierbei sind sechs gleich große Bohrungen kreisförmig um eine größere zentrale Bohrung in Vorausrichtung angeordnet. Die größere zentrale Bohrung ist erforderlich, damit die notwendige Kraftstoffmasse in ähnlicher Zeit wie bei Flüssigkraftstoffen eingebracht werden kann. Hierbei wird bewusst die Lochgröße überdimensioniert, sodass die Strömung über den Abstand der Nadel zu ihrem Sitz und nicht in den Bohrungen gedrosselt wird.

Der Kraftstoffdruck wird bei Flüssigkeiten über einen Druckbehälter aufgebaut. Dieser ist dabei mit dem Arbeitsmedium befüllt, im Medium ist ein Tauchrohr, welches mit dem Injektor verbunden ist. Durch Aufschlagen eines hohen Druckes, beispielsweise mit komprimiertem Stickstoff, kann der Behälter als Hochdruckkraftstoffversor-

gung (bis zu 20 MPa) dienen. Für Gasbetrieb wird direkt eine Gasflasche mit Druckreduzierer an das Einblasventil angeschlossen.

Die Darstellung der Messdaten für die DIT erfolgt in einer zunächst ungewohnten Form: Die Daten für die Emissivität und die der Temperatur sind typischerweise in einem Falschfarbenbild miteinander kombiniert. Die Berechnung hierfür erfolgt im HSV-Farbraum: Die Temperatur bestimmt den Farbwert („Hue“) und ist in einem Farbbalken mit dem Diagramm angegeben. Die Emissivität bestimmt den Hellwert („Value“) des Pixels. Typischerweise bedeutet dabei eine Emissivität von null schwarz und eine Emissivität von eins maximale Helligkeit. Die Farbsättigung („Saturation“) ist für alle Bildpunkte maximal. Dementsprechend erscheint ein dünnes Spray dunkel und ein dichtes Spray hat leuchtende Farben. Bildpunkte, in denen der Algorithmus aufgrund von zyklischen Schwankungen keine Temperatur oder Emissivität bestimmen konnte, erscheinen genau wie Bereiche ohne Kraftstoff schwarz.

4.1.2.2 Laserinduzierte Fluoreszenz

Die laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) ist nicht auf hohe Wiederholbarkeiten angewiesen, da das Verfahren prinzipiell einzelschussfähig ist. Aufgrund der geringen Puls-wiederholrate des Anregungslasers sind für Aufnahmen, die mehrere Zeitpunkte der Einblasung vergleichen sollen, trotzdem stabile Bedingungen erforderlich.

Der Aufbau, der für LIF-Messungen notwendig ist, ist in Abb. 4.4 dargestellt. Als Lichtquelle dient ein gepulster Nd:YAG-Laser von SpectraPhysics mit einer Wellenlänge von 1064 nm, einer festen Pulsrate von 10 Hz, einer Pulsenergie von 3,5 J und einer Pulsdauer von 8 ns. Das Laserlicht wird durch eine zweifache Frequenzverdopplung auf 266 nm bei einer Pulsenergie von ungefähr 100 mJ konvertiert. Ein Strahlteiler im Verhältnis 1:20 leitet einen kleinen Teil des Laserlichts zu einem Energiemesskopf mit einer Auflösung von 12 bit (4096 Stufen). Somit können leichte Schwankungen der Pulsenergie während der Messung aufgezeichnet und für eine nachträgliche Korrektur des Bildmaterials verwendet werden.

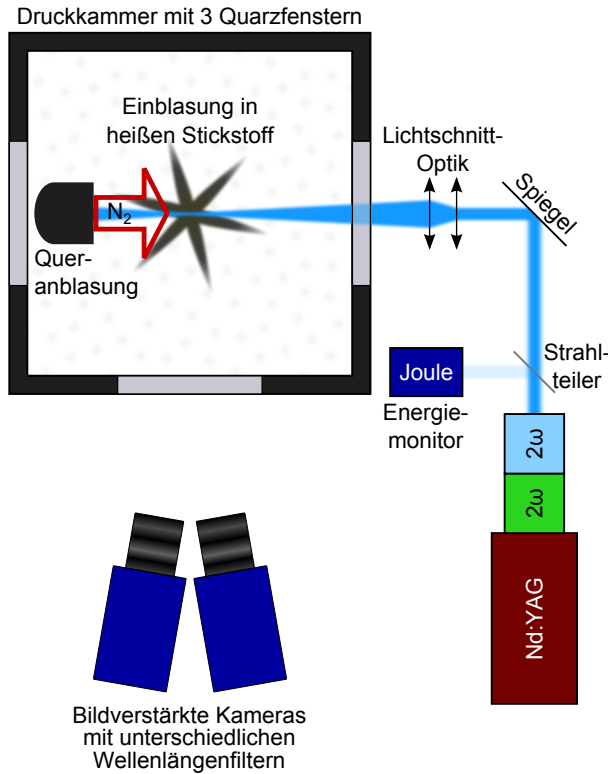


Abb. 4.4: Draufsicht des Messaufbaus für LIF an der Druckkammer. Nicht maßstabsgerecht. Details siehe Text.

Über eine Lichtschnittoptik der Firma LaVision wird in der Kammer aus dem runden Laserstrahl mit einem Durchmesser von 9mm ein Lichtschnitt mit einer Dicke von 2mm und einer Höhe von 20cm erzeugt. Der Lichtschnitt ist so positioniert, dass er durch die Mittelachse unterhalb des Injektors verläuft. Das Fluoreszenzlicht wird von zwei bildverstärkten Kameras (PCO Dicam mit Kathodenmaterial S20 und Phosphor P43) detektiert. Die Kameras sind mit zwei baugleichen 100mm UV-Objektiven mit einer Blendenzahl von f/2.8 ausgestattet. Zusätzlich sind beide Kameras mit einem Paket von Wellenlängenfiltern versehen. Die linke Kamera hat einen UV-Bandpass (Schott UG5) und einen Langpassfilter bei 305nm (Schott WG305). Die rechte Kamera ist mit einem sehr scharfkantigen Langpassfilter bei 268nm (Semrock Razoredge 266, Flankenbreite 2,7nm) und einem Bandpass bei 285 ± 4 nm mit einer vollen Breite bei halbem Maximum von 36 ± 4 nm versehen. Somit detektiert die eine Kamera Fluoreszenzlicht vor allem unter 305nm und die andere vor allem über 305nm, siehe Abb. 4.5. Über Aufnahmen eines Kalibriertargets werden die Bilder der beiden Kameras entzerrt und gleichgestellt. Die Integrationszeit der Kameras beträgt $2\mu\text{s}$ ab Beginn des Laserpulses.

Damit eine Gaseinblasung in der Fluoreszenz sichtbar wird, bedarf es eines Tracers. Da alle Einblasungen in eine sauerstofffreie Atmosphäre erfolgen, wird hierfür Toluol

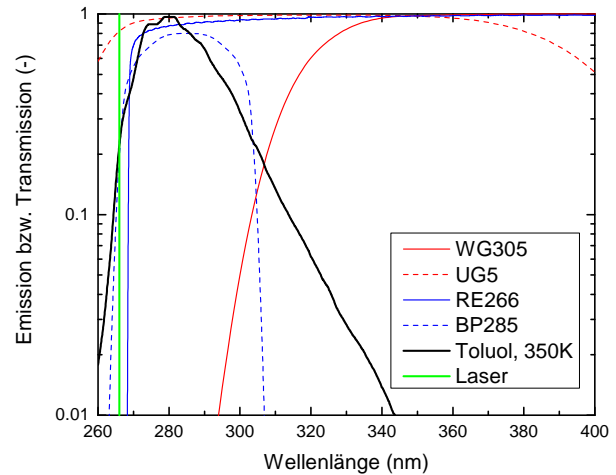


Abb. 4.5: Filterkombination für Toluol-LIF. Filter der linken Kamera in rot, der rechten in blau. Bandpass bei 285nm auf Grundlage der Herstellerangaben nachgezeichnet. Die Anregungswellenlänge ist in grün eingezeichnet. In schwarz ist ein beispielhaftes Emissionsspektrum aus [Ros11] dargestellt. Für weitere Spektren siehe Abb. 2.3.

benutzt. Toluol hat den Vorteil, dass es eine große Quantenausbeute im Fluoreszenzlicht hat. Außerdem verändert sich das Fluoreszenzspektrum von Toluol mit der Temperatur (siehe Abs. 2.1.2). Dies ermöglicht die Bestimmung der lokalen Gastemperatur – ein Verfahren welches sich bereits in zahlreichen Veröffentlichungen bewährt hat [LKS06], [Pet+13], [Pet+14], [Tea+11] & [Gam+15]. Das flüssige Toluol wird in einen Druckbehälter gefüllt, der über ein Tauchrohr mit der Methan- bzw. Stickstoffhochdruckversorgung verbunden ist. In der Gasphase sammelt sich somit ein Toluol-Gas-Gemisch unter hohem Druck, das zum Injektor geleitet wird.

4.1.3 Implementierung des DIT-Algorithmus

Der DIT-Algorithmus, der in Abs. 2.1.4 beschrieben ist, muss noch auf das jeweilige Problem angepasst werden. Ursache hierfür sind spezifische Parameter des Messaufbaus, wie zum Beispiel die Anzahl und Anordnung der Fenster. Bei der Betrachtung von Abb. 4.2 fällt auf, dass das Licht aus dem Kalibrierstrahler zwei Fenster passiert. Das vom Spray ausgesendete Licht wird im Gegensatz dazu nur durch ein Fenster geleitet. Desweiteren ist in Gl. (2.30) noch nicht berücksichtigt, dass ein realer Hintergrund keine Emissivität von eins haben kann.

Mit der gemessenen Transmissivität der Fenster γ , der Transmissivität der Luft außerhalb der Kammer β , der Emissivität des Hintergrundes ε_h , der Emissivität des Sprays ε , der Intensität eines idealen Schwarzkörperstrahlers I_{sk} , der Hintergrundtemperatur T_h , der effektiven

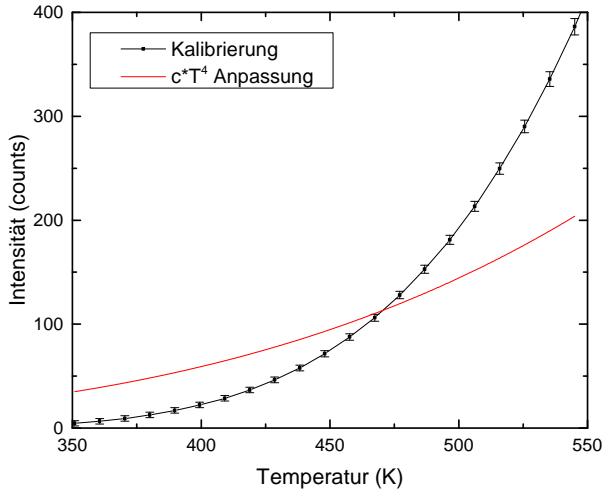


Abb. 4.6: Referenzkalibrierung der Kamera. Zwischen den Messwerten wird linear interpoliert. Aufgenommen mit dem CH-Filter bei $3,4\mu\text{m}$ und einer Integrationszeit von $50\mu\text{s}$. Eine Anpassung der Messdaten an eine T^4 -Funktion, wie sie einer ersten Näherung durch das Stefan-Boltzmann-Gesetz entsprechen würde, ist nur zur Illustration gezeigt.

Spraytemperatur T_{eff} und dem Kamerarauschen I_{rausch} wird aus Gl. (2.30) folgende Gleichung:

$$I_x = \beta\gamma^2(1-\varepsilon)\varepsilon_h I_{\text{sk}}(T_h) + \beta\gamma\varepsilon I_{\text{sk}}(T_{\text{eff}}) + I_{\text{rausch}} \quad (4.2)$$

Werden zwei Bilder, eines mit Spray I_1 und eines ohne Spray I_0 ($\varepsilon=0$), aufgenommen, so kann über die Differenz auf die effektive Spraytemperatur geschlossen werden:

$$\underbrace{I_1 - I_0}_y = \underbrace{(-\varepsilon)}_m \underbrace{\beta\gamma^2\varepsilon_h I_{\text{sk}}(T_h)}_x + \underbrace{\beta\gamma^2\varepsilon_h I_{\text{sk}}(T_{\text{eff}})\varepsilon/(\varepsilon_h\gamma)}_b \quad (4.3)$$

Hierzu wird die Intensitätsdifferenz als abhängige Größe und die Hintergrundintensität als unabhängige Größe aufgefasst. Dann lässt sich mit einer linearen Anpassung an Gl. (4.3) aus der Steigung die Emissivität des Sprays und aus dem Achsenabschnitt die Sprayintensität bestimmen. Sofern der Zusammenhang zwischen Hintergrundintensität und Temperatur bekannt ist, kann über eine Inversion dieses Zusammenhangs die effektive Spraytemperatur bestimmt werden.

Aus den Bildern ohne Spray kann der Zusammenhang zwischen Hintergrundtemperatur und Intensität für die Kalibrierung I_{kal} bestimmt werden:

$$I_0 - I_{\text{rausch}} = I_{\text{kal}}(T_h) = \beta\gamma^2\varepsilon_h I_{\text{sk}}(T_h) \quad (4.4)$$

Da bekannt ist, dass die Intensität der ausgestrahlten Strahlung eines Schwarzkörperstrahlers für fallende

Temperaturen gegen null geht, können sowohl der Rauschterm als auch die Kalibrierungsfunktion aus Gl. (4.4) bestimmt werden. Die Emissivität des Hintergrundes ε_h ist durch den Hersteller spezifiziert (0,958 bei $3,4\mu\text{m}$) und die Transmissivität der Fenster γ kann durch eine einfache Vergleichsmessung der Intensität mit und ohne Fenster bestimmt werden (0,946 mit Wellenlängenfilter, verifiziert bei 24 Hintergrundtemperaturen). Somit lässt sich Gl. (4.3) invertieren.

Ein weiterer Vorteil der Formulierung von Gl. (4.3) ist, dass für die Berechnung beliebig viele Hintergrundtemperaturen benutzt werden können. Vergangene Algorithmen waren hier in der Regel auf eine Messung zwischen zwei Referenztemperaturen beschränkt. Die Signal-Rausch-Qualität kann dabei sowohl über die Mittelung der Intensität bei einer Hintergrundtemperatur gesteigert werden, als auch über das Aufnehmen von Bildern bei vielen Hintergrundtemperaturen und die anschließende lineare Anpassung.

Sollten die Daten bei einer Hintergrundtemperatur gemittelt werden, ist es unbedingt empfehlenswert, die Standardabweichung der abhängigen und unabhängigen Variablen in Gl. (4.4) zu berechnen und zur Berechnung der Gewichte für die lineare Anpassung zu benutzen. Damit können ein paar der Probleme der Linearisierung in Gl. (4.3) abgeschwächt werden: Durch die lineare Regression der Intensitäten ohne Gewichte haben die einzelnen Datenpunkte einen anderen Einfluss auf die Parameter, als es der Fall wäre, wenn die Temperatur als unabhängige Variable aufgefasst werden würde. Eine Alternative wäre eine nichtlineare Anpassung mit der Intensitätsdifferenz und der Hintergrundtemperatur als abhängige und unabhängige Variablen nach Gl. (4.4). Allerdings ist der nichtlineare Optimierungsprozess aufwändiger und für eine dreidimensionale Rekonstruktion der Temperatur (zwei räumliche und eine zeitliche Koordinate) zu rechenintensiv.

Weiterhin hat sich in der Praxis herausgestellt, dass es nicht zweckmäßig ist, die Kalibrierungsfunktion I_{kal} für jede Messung mit Gl. (4.4) neu zu bestimmen. Für eine Temperaturbestimmung muss der genaue Kurvenverlauf bekannt sein, was viele Messpunkte erfordern würde. Als Alternative werden zwei Kalibrierungen benutzt: Eine sehr feine Referenzkalibrierung wird einmalig aufgenommen, zusätzlich wird bei jeder Messung eine in-situ Kalibrierung durchgeführt. Die Referenzkalibrierung kann nicht eins zu eins in Gl. (4.4) eingesetzt werden, weil typischerweise leichte Unterschiede in der Integrationszeit und dem Kamerarauschen ausgeglichen werden müssen. Aus diesem Grund wird eine weitere lineare Regression, die in-situ Kalibrierung, benutzt, damit aus der Referenzkalibrierung die tatsächliche Kalibrierungsfunktion I_{kal} berechnet werden kann. Für die Genauigkeit ergibt sich dennoch ein Vorteil, da mit der in-situ Kalibrierung nur zwei freie Parameter bestimmt werden müssen, statt die gesamte Kalibrierungsfunktion vermessen zu müssen.

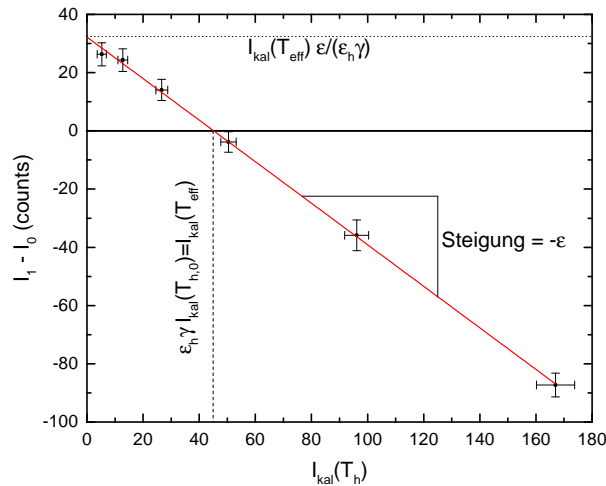


Abb. 4.7: Beispielhafte Intensitätsdifferenz über der Hintergrundintensität eines Pixels. Eine lineare Anpassung gemäß Gl. (4.3) ist in rot gezeigt. Die Hintergrundtemperaturen für die Intensität sind v.l.n.r. 373, 403, 463 und 533 K. Die Steigung ergibt die Emissivität des Sprays (0,71) und der Achsenabschnitt liefert die Temperatur des Sprays (499 K).

Vereinfacht gesagt, liefert die Referenzkalibrierung die Krümmung der Kurve und die in-situ Kalibrierung sorgt für den richtigen Offset (Berücksichtigung des Kamerarauschens) und eine lineare Streckung (Berücksichtigung der Integrationszeit).

Ein Ausschnitt der Referenzkalibrierung ist in Abb. 4.6 gezeigt. Eine vereinfachte Annahme für den Zusammenhang zwischen Intensität und Temperatur liefert das Stefan-Boltzmann-Gesetz. Es sagt eine T^4 -Abhängigkeit der Intensität der Schwarzkörperstrahlung eines Körpers integriert über das gesamte Spektrum vorher. Aus diesem Grunde ist eine beispielhafte T^4 -Anpassung dargestellt. Da die MWIR-Kamera naturgemäß nur in einem engen Wellenlängenbereich sensitiv ist und da die gezeigte Referenzkalibrierung zusätzlich mit einem Wellenlängenfilter bei $3,4\mu\text{m}$ aufgenommen ist, ergeben sich die Differenzen zwischen einem Stefan-Boltzmann-Ansatz und dem tatsächlichen Zusammenhang zwischen Temperatur und Intensität in Abb. 4.6.

Eine beispielhafte Ermittlung der Intensität nach Gl. (4.3) ist in Abb. 4.7 dargestellt. Die Intensitätsdifferenz zwischen den Bildern mit und ohne Spray ist abhängig von der Hintergrundintensität. Der Schnittpunkt mit der x-Achse ist im Gegensatz zu Abb. 2.7 nicht mehr gleichbedeutend mit dem Punkt an dem Objekt- und Hintergrundtemperatur übereinstimmen. Ursache hierfür ist, dass der Hintergrund kein idealer schwarzer Körper ist und dass die Strahlung durch zwei Fenster abgeschwächt wird, während das Spray nur durch ein Fenster abgeschwächt wird. Die Transmissivität der Umgebungs-

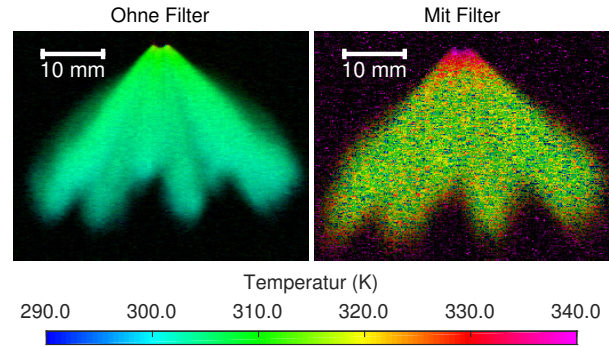


Abb. 4.8: DIT-Bilder von n-Heptan mit und ohne Wellenlängenfilter. Gastemperatur 298 K, Gasdruck 0,15 MPa, Kraftstofftemperatur 370 K, Kraftstoffdruck 20 MPa, Wandtemperatur 298 K. Integrationszeit ohne Filter $10\mu\text{s}$, mit Filter $100\mu\text{s}$.

luft spielt durch die verwendete Kalibrierung keine Rolle mehr, sofern der Kalibrierstrahler hinreichend dicht an der Kammer steht. Da die Druckkammer mit Stickstoff gefüllt ist, wird die Strahlung hier nur durch das Spray absorbiert.

4.2 BDE-Sprays

Für die Benzindirekteinspritzung spielt die Verdunstung des Kraftstoffes eine herausragende Rolle: Bei der Einspritzung sollte kein flüssiger Kraftstoff auf den Kolben oder die Zylinderwand treffen [Dag+15]. Außerdem ist die Verteilung des Kraftstoffdampfes im Zylinder für die Zündfähigkeit des Gemisches von entscheidender Bedeutung. Für die Verdunstung spielen die auftretenden Temperaturen eine zentrale Rolle. Dementsprechend bietet es sich an, diese Temperaturen mit der DIT zu beobachten.

Die scheinbaren DIT-Temperaturen von typischen Kraftstoffen hängen von der beobachteten Wellenlänge ab. Dies liegt darin begründet, dass typische Kraftstoffe (Ethanol, Methan, Flüssiggas, Benzin, Diesel, Isooktan) aus Kohlenwasserstoffen bestehen. Wie Abb. 4.3 zeigt, absorbieren diese Licht nur in einem schmalen Bereich im sichtbaren Spektrum einer MWIR-Kamera. Demzufolge können diese Stoffe nach dem Kirchhoffschen Gesetz auch nur in diesem Wellenlängenbereich Strahlung emittieren [Bal76]. Wird die Messung im gesamten sensitiven Spektrum der Kamera durchgeführt, hat dementsprechend die Streustrahlung einen höheren Anteil an der aufgezeichneten Bildintensität. Die scheinbare DIT-Temperatur ist folglich durch die Temperatur der Umgebung beeinflusst.

Der Einfluss eines Wellenlängenfilters, wie er in Abb. 4.3 dargestellt ist, ist in Abb. 4.8 gezeigt: Hierbei wird heißer Kraftstoff in eine kalte Umgebung eingespritzt. Ohne Wellenlängenfilter wird ein flacher Temperaturverlauf im

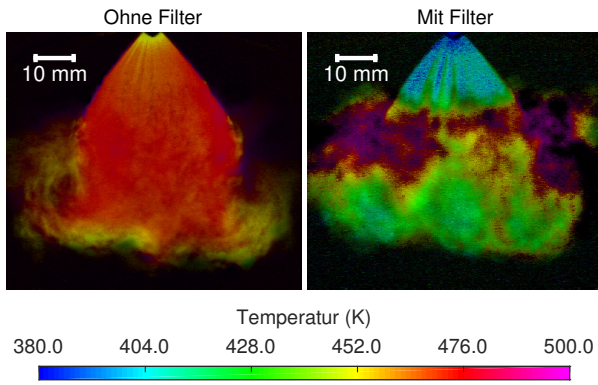


Abb. 4.9: DIT-Bilder von einem Ringspaltventil mit und ohne Wellenlängenfilter. Kraftstoff Ethanol, Gastemperatur 570 K, Gasdruck 0,6 MPa, Kraftstofftemperatur 370 K, Kraftstoffdruck 20 MPa, Wandtemperatur 460 K. Integrationszeit ohne Filter 2 μ s, mit Filter 25 μ s. Das Bild mit Filter ist 1,35 ms nach optischem Einspritzbeginn, das Bild ohne Filter 1,40 ms nach optischen Beginn aufgenommen.

Spray gemessen. Der Kraftstoff scheint den Injektor mit 310 K zu verlassen und kühlt sich dann auf ungefähr 300 K ab. Allerdings hat der Injektor und damit auch der Kraftstoff eigentlich eine Temperatur von 370 K und die Umgebung eine Temperatur von 298 K. Durch den hohen Anteil an Streustrahlung und die vergleichsweise tiefen Temperaturen, die für eine geringe Emission von IR-Strahlung durch den Kraftstoff sorgen (siehe Abb. 2.6), misst die Kamera somit hauptsächlich die Umgebungstemperatur. In geringem Ausmaß sorgt der heiße Kraftstoff dafür, dass das Spray direkt am Injektor wärmer erscheint als weiter stromabwärts. Der Filter sorgt also visuell für ein kontrastreicherer Bild mit einem deutlich breiteren Temperaturbereich.

Eine Vergleichsmessung unter Verwendung des Wellenlängenfilters der Kamera in Abb. 4.8 zeigt, dass direkt am Injektor durchaus höhere scheinbare DIT-Temperaturen gemessen werden können. Allerdings limitiert auch bei dieser Messung die Streuung von Umgebungslicht in die Kamera die Richtigkeit der Messung: Die ermittelte Temperatur von 340 K ist immer noch 30 K unter der erwarteten Temperatur. Weiterhin ist in den Bildern mit Wellenlängenfilter ersichtlich, dass das Spray sich schnell abkühlt. Dies liegt an einer doppelten Kühlwirkung während der Einspritzung: Einerseits sorgt die Verdunstungskühlung dafür, dass die Tropfen schnell abkühlen, wenn sie verdunsten. Andererseits kühlt das umgebende Gas mit 298 K das Spray zusätzlich.

Die Integrationszeit zwischen den Messungen mit und ohne Filter in Abb. 4.8 ist mit einem Faktor von zehn skaliert, damit eine ähnliche Bildqualität erreicht wird. Die größere Ausbreitung des Sprays in der Ansicht

mit Filter kann so erklärt werden: Bei Messungen mit stärkerer Verdunstung (also zum Beispiel bei höheren Temperaturen) ist deutlich, dass die horizontale Ausbreitung in Messungen mit Filter größer als ohne Filter ist, eine beispielhafte Aufnahme ist in Abb. 4.9 gezeigt. Ursache ist der Einfluss des Kraftstoffdampfes. Sie ist in Messungen ohne Filter fast unsichtbar und in Messungen mit Filter durch die Beschränkung auf die Absorptionsbande besser sichtbar. Die vertikale Penetration ist in den beiden Messungen in Abb. 4.9 fast gleich, da hierfür die Penetration der Flüssigphase maßgeblich ist. Für einen konservativen Vergleich sind verschiedene Zeitpunkte der Aufnahme mit und ohne Wellenlängenfilter gewählt, da sich die Integrationszeiten bei den Messungen leicht unterscheiden, somit wäre die Erwartung, dass die Bilder ohne Filter ein größeres Gebiet einnehmen, wenn der Filter keinen Einfluss haben würde. Die Bildqualität der Aufnahmen ist schlechter als in Abb. 4.8 (nicht für alle Punkte konnte eine Temperatur ermittelt werden, obwohl das Bildrauschen aufgrund der höheren Temperatur geringer ist), da die benutzten Bilder Einzelaufnahmen aus einem Video mit je einem Bild bei acht Hintergrundtemperaturen sind, während Abb. 4.8 über vier Hintergrundtemperaturen mit je neunzehn Bildern gemittelt ist.

Auf der rechten Seite von Abb. 4.9 sind einige schwarze „Löcher“ in der Temperaturverteilung sichtbar. Diese Bereiche weisen hohe zyklische Schwankungen auf, sodass der Algorithmus keine Temperatur oder Emissivität bestimmen kann. Stünden mehr als acht Hintergrundtemperaturen zur Verfügung oder würde zu jeder Hintergrundtemperatur mehr als ein Bild aufgenommen, könnten diese Lücken gefüllt werden.

Bei einer Änderung der Umgebungsbedingungen ändern sich auch die gemessenen Spraytemperaturen. Für ähnliche Bedingungen, wie sie während der Kompression in einem Benzinmotor auftreten, sind die gemessenen Spraytemperaturen in Abb. 4.10 dargestellt. Für kalte Bedingungen ist die Spraytemperatur dicht an der Gastemperatur. Der Übergang in die Gasphase ist hauptsächlich durch Verdunstung getrieben und die Penetration dementsprechend groß. Werden die Gastemperatur und der Gegendruck gesteigert, so geht erwartungsgemäß die Penetration zurück. Die gemessenen Temperaturen liegen bei einer Umgebungstemperatur von 520 K bei 425 K, dies ist erstaunlich nah an der ungefähren Siedetemperatur von n-Heptan. Nach einer Extrapolation der Werte aus [NIST15b] beträgt die Siedetemperatur bei 0,4 MPa ungefähr 520 K.

Bei einer höheren Umgebungstemperatur von 570 K liegen die gemessenen Temperaturen in Abb. 4.10 erwartungsgemäß auch höher. Es ist zu erkennen, dass es einen Bereich an der Wurzel des Sprays gibt, der kühler als der Rest erscheint. Die vermeintlich große Temperaturdifferenz im Bild sollte nicht überbewertet werden, sie resul-

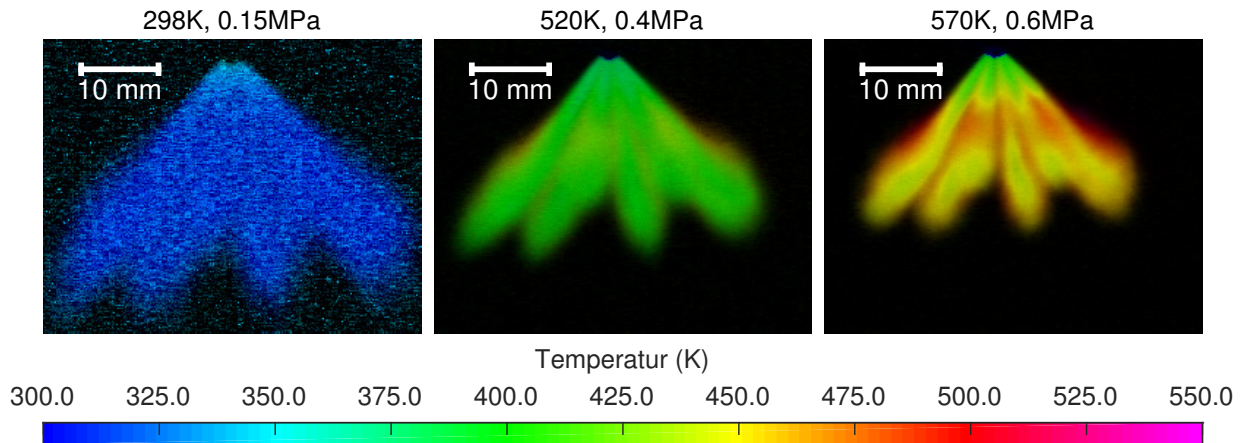


Abb. 4.10: DIT-Bilder von n-Heptan bei verschiedenen Gasbedingungen. Kraftstofftemperatur 370 K, Kraftstoffdruck 20 MPa, Integrationszeit 100 μ s für 298 K sonst 25 μ s, 0,30 ms nach Beginn der optischen Einspritzung, jeweils mit Wellenlängenfilter. Temperatur der Kammerwand v.l.n.r. 311 K, 415 K und 460 K.

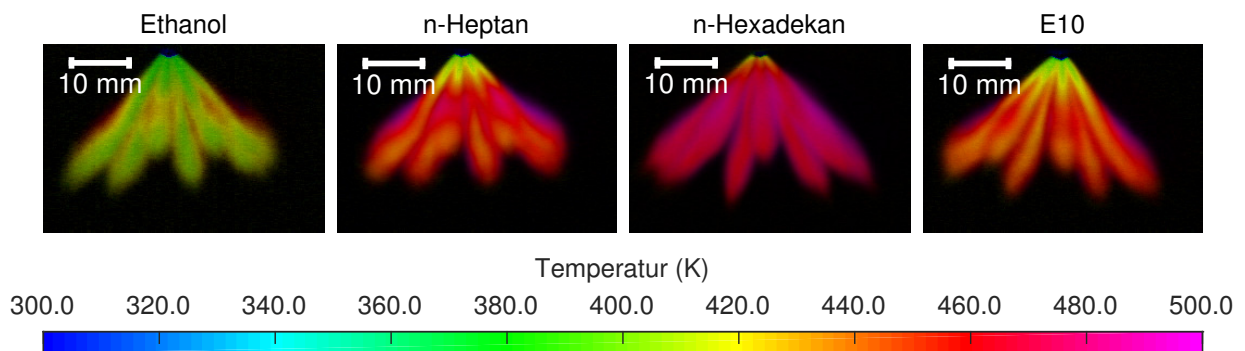


Abb. 4.11: DIT-Bilder verschiedener Kraftstoffe. Gastemperatur 570 K, Gasdruck 0,6 MPa, Kraftstofftemperatur 370 K, Kraftstoffdruck 20 MPa, Wandtemperatur 450 K, 0,30 μ s nach optischem Beginn der Einspritzung, jeweils mit Wellenlängenfilter. Bei einem Kraftstoffwechsel ändert sich die Drehung des Injektors und damit die sichtbare Form der Einspritzung leicht.

tiert aus der deutlich höheren Umgebungstemperatur. Außerdem werden zum Beispiel die gelb-grün-Übergänge in der Regenbogen-Farbskala von unserem Gehirn als besonders harte Kanten empfunden [BT07]. Die Erwärmung der Spraykeulen kurz nach Austritt aus dem Injektor ist höchstwahrscheinlich durch die Wirbel, die sich um das Spray aufbauen, begünstigt. Sie sorgen dafür, dass heiße Frischluft in das Spray geleitet wird, was für eine Zunahme der Verdunstung sorgt. Bei einem Druck von 0,6 MPa wird ungefähr eine Siedetemperatur von 450 K für n-Heptan erwartet [NIST15b]. Insbesondere am linken und rechten Rand des Sprays sind hohe Temperaturen sichtbar, die vermutlich durch gasförmigen Kraftstoff in den schon erwähnten Wirbeln verursacht werden. Weiter stromabwärts bildet sich eine Front von verdampfenden Tröpfchen. Diese äußern sich im Temperaturverlauf als kühle Spitzen an den einzelnen Spraykeulen.

Werden verschiedene Kraftstoffe mit der DIT betrachtet, so ergibt sich ein Bild wie in Abb. 4.11. Dabei ist zu beachten, dass der Injektor nach den Umbaumaßnahmen

Stoff	T_S (K)	$\Delta_{f,g}H$ (kJ/mol)	$\Delta_{f,g}H$ (J/ml)
C_2H_6O	351	38,56	661
C_7H_{16}	371	31,77	216
$C_{16}H_{34}$	560	51,84	176

Tab. 4.2: Die Verdampfungskennwerte von Ethanol, n-Heptan und n-Hexadekan. Siedepunkt T_S , Verdampfungsenthalpie $\Delta_{f,g}H$ pro Mol und pro Milliliter. [Lid04]

bei einem Kraftstoffwechsel nicht genau in die ursprüngliche Lage versetzt werden kann und deswegen die Form der Sprays in der Abbildung leicht anders aussieht. Auffällig ist, dass die Penetration für die Kraftstoffe ähnlich ist. Der Grund ist, dass alle Kraftstoffe eine ähnliche Dichte haben und bei der Messung kurz nach der Einspritzung die Unterschiede aufgrund der unterschiedlichen Verdunstung noch nicht groß genug sind. Somit ist die Penetration hauptsächlich durch die Tropfengeschwindigkeit gegeben.

Diese ist bei sonst gleichen Parametern näherungsweise durch die Bernoullische Druckgleichung inkompressibler Medien gegeben und somit nur abhängig von der Dichte der Flüssigkeiten.

Wird n-Hexadekan in Abb. 4.11 mit den anderen Kraftstoffen verglichen, dann ist auffällig, dass es besonders heiß erscheint. Ursache hierfür ist die schwache Verdunstung von n-Hexadekan. Bei atmosphärischem Druck beträgt die Siedetemperatur 560 K [Lid04]. Bei einem Druck von 0,6 MPa ist folglich die Siedetemperatur von n-Hexadekan noch nicht erreicht und die Dampfphase ist entsprechend gering in ihrer Ausbreitung. In Abb. 4.11 ist dies daran erkennbar, dass zwischen den einzelnen Strahlkeulen größere Lücken sichtbar sind als für die anderen Kraftstoffe. Außerdem ist die Kühlung durch die langsamere Verdunstung bei einer ähnlichen Wärmekapazität geringer als bei den anderen Kraftstoffen. In Verbindung mit einem hohen Anteil an Streuung an den vielen Tropfen und einer Umgebungstemperatur von 450 K sind für n-Hexadekan die höchsten Temperaturen messbar. Die für die Verdunstung wichtigen Stoffkennwerte sind in Tab. 4.2 zusammengefasst.

Ethanol hingegen hat einen Siedepunkt von 351 K bei atmosphärischem Druck [Lid04]. Dies in Verbindung mit der stärksten Kühlung pro Volumen durch die latente Wärme beim Phasenübergang (siehe Tab. 4.2) äußern sich in geringeren Temperaturen für Ethanol als bei den anderen Kraftstoffen. Die gemessenen Temperaturen in Abb. 4.11 sind dabei näherungsweise konstant entlang der Strahlkeulen. Dies spricht dafür, dass die Temperatur hauptsächlich durch die Kühlung der verdunstenden Tropfen bestimmt wird.

Für n-Heptan, welches eine Siedetemperatur von 371 K bei atmosphärischem Druck hat [Lid04], sieht der Temperaturverlauf anders aus. Die Wurzel des Sprays hat ähnliche Temperaturen wie Ethanol, allerdings sorgt die einsetzende Verdunstung hier nicht für eine so starke Kühlung. Dementsprechend erwärmt sich das Spray schneller und die Temperaturen in den Strahlspitzen ähneln eher denen von n-Hexadekan. Im Unterschied zu n-Hexadekan sorgt die schnellere Verdunstung von n-Heptan dafür, dass die einzelnen Spraykeulen nicht so gut separiert sind.

Als Beispiel für einen realen Kraftstoff wurde Superbenzin mit zehn Prozent Ethanol (E10) gewählt. Da es sich hier um keinen Reinstoff handelt, kann keine einzelne Siedetemperatur angegeben werden. Das Siedeende von Superbenzin liegt typischerweise bei 466 K, während bei 343 K bereits ein Drittel des Volumens verdampft ist [VS15]. Vom entstehenden Temperaturprofil ähnelt die Einspritzung von E10 der Untersuchung von n-Heptan. Für DIT-Aufnahmen scheint n-Heptan ein sehr geeigneter Benzin-Ersatzkraftstoff zu sein.

Durch eine Variation des Aufnahmezeitpunktes bei verschiedenen Einspritzungen kann der zeitliche Tempe-

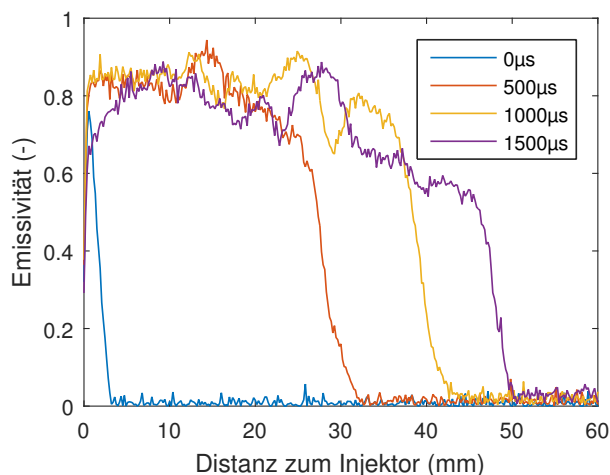


Abb. 4.12: Axialprofile der Emissivität von E10 für verschiedene Zeitpunkte nach der Einspritzung. Gastemperatur 570 K, Gasdruck 0,6 MPa, Kraftstofftemperatur 370 K, Kraftstoffdruck 20 MPa, Integrationszeit 25 µs, Temperatur der Kammerwand 450 K. Siehe Abb. 4.14.

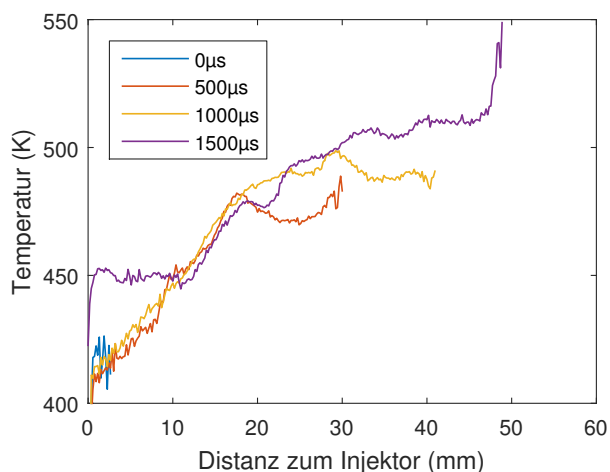


Abb. 4.13: Axialprofile der DIT-Temperatur von E10 für verschiedene Zeitpunkte nach der Einspritzung. Gastemperatur 570 K, Gasdruck 0,6 MPa, Kraftstofftemperatur 370 K, Kraftstoffdruck 20 MPa, Integrationszeit 25 µs, Temperatur der Kammerwand 450 K. Nur Datenpunkte mit Emissivitäten größer 0,1 sind dargestellt, siehe Abb. 4.12.

raturverlauf während der Einspritzung rekonstruiert werden. Der räumliche Verlauf der Emissivität von kaltem E10, das in heißes Gas eingespritzt wird, ist für verschiedene Zeitschritte in Abb. 4.12 dargestellt. Die Daten sind dabei über fünf benachbarte Pixel gemittelt und aus Abb. 4.14 entnommen. Offensichtlich ist der Fortschritt der Spraypenetration mit der Zeit. Die Emissivität fällt dabei aufgrund der Integrationszeit und der Schuss-zu-Schuss-Schwankungen nicht schlagartig

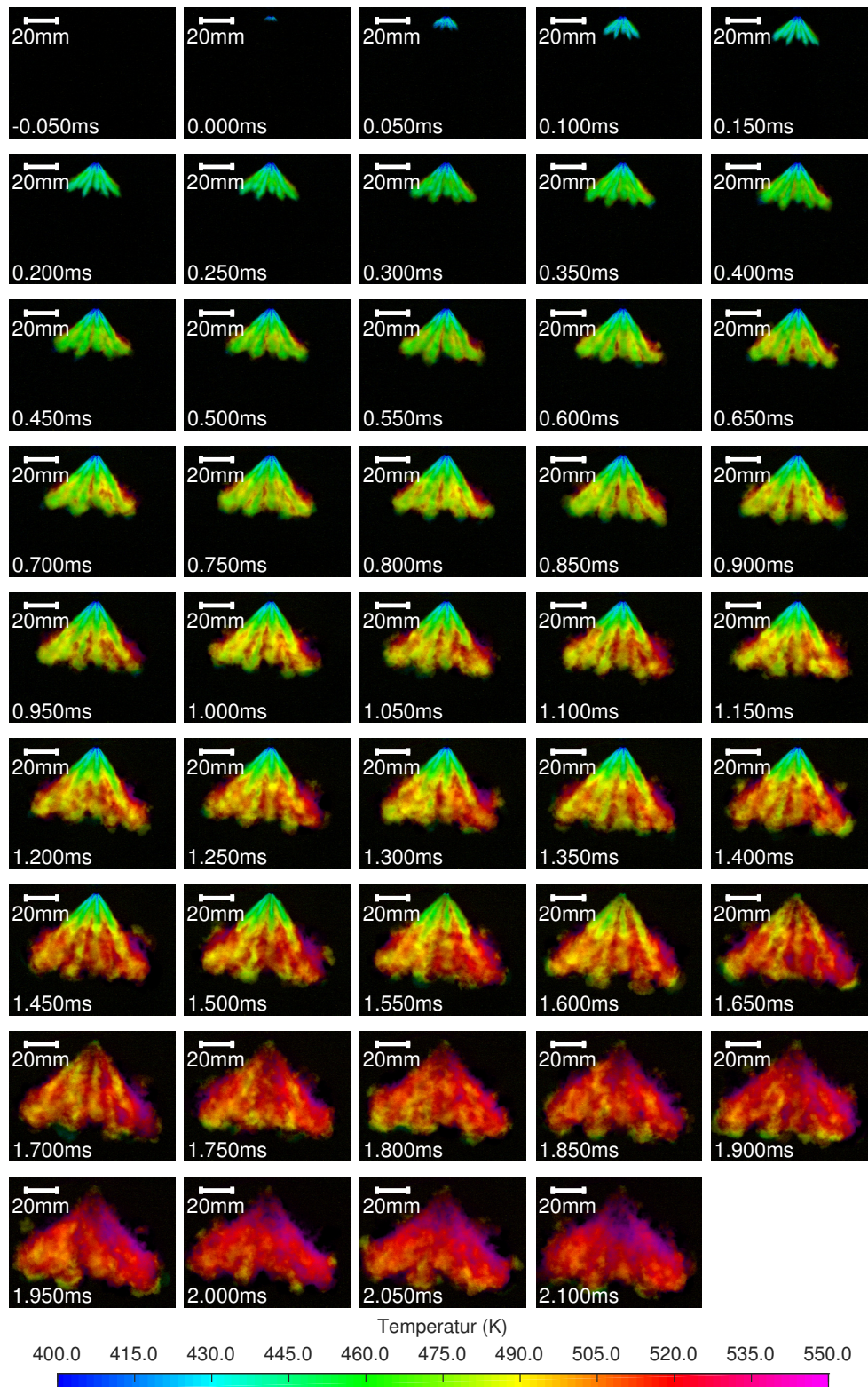


Abb. 4.14: DIT-Bilder einer Einspritzung von E10. Gastemperatur 570 K, Gasdruck 0,6 MPa, Kraftstofftemperatur 370 K, Kraftstoffdruck 20 MPa, Integrationszeit 25 μ s, Temperatur der Kammerwand 450 K.

ab, sondern zeigt einen sanften Übergang von 0,8 auf 0. Aufgrund von Streuung und einem leichten Anstieg der Umgebungstemperatur während der Messung ist die maximale Emissivität in diesem Fall nicht eins (die Hintergrundtemperatur wurde auch ansteigend gemessen). Im dichten Bereich unter dem Injektor ist das Spray auch im IR nicht durchsichtig (siehe 5) und folglich wird eine Emissivität von eins erwartet.

Das Maximum der Emissivität in Abb. 4.12 wandert mit der Zeit stromabwärts. Der Übergang vom sich erwärmenden zum heißen Spray liegt genau im selben Bereich, wie aus Abb. 4.13 erkennbar. An der Stelle maximaler Emissivität nimmt die Temperatur des Kraftstoffdampfes, vermutlich durch einen verstärkten Lufteintrag durch den von der Einspritzung erzeugten Wirbel, zu. Dies sorgt für eine hohe DIT-Temperatur, da der heiße verdampfte Kraftstoff eine größere Rolle spielt. Weiter in Richtung der Spitzen der Strahlkeulen breitet sich das Gas weiter aus und die Emissivität sinkt ein wenig ab.

Der Temperaturverlauf für verschiedene Zeitpunkte aus Abb. 4.13 zeigt bei 500 und 1000 μs in der Nähe des Injektors einen linearen Zusammenhang zwischen der Temperatur und der Distanz zum Injektor. Ursache hierfür ist die langsame Erwärmung des Kraftstoffes durch das Entrainment von Umgebungsluft. Gleichzeitig hat der Injektor zu diesen Zeitpunkten einen konstanten Durchfluss. Dies sorgt für das beobachtete Gleichgewicht zwischen frischem kühlen Kraftstoff und der Erwärmung durch die Umgebung. Diese Stabilität ist notwendig, sodass DIT-Messungen durchgeführt werden können (DIT benötigt generell Messungen von mehreren Einspritzungen zur Temperaturbestimmung).

Für den spätesten Zeitpunkt (1500 μs nach Beginn der optischen Einspritzung) gilt der lineare Zusammenhang zwischen Temperatur und Distanz nicht mehr: Hier wird bereits das Ende der Einspritzung beobachtet, da das Steuergerät den Injektor nach 1500 μs zu schließen beginnt. Der optische Einspritzbeginn erfolgt nach dem Ansteuerbeginn des Injektors. Demzufolge schließt der Injektor zum Zeitpunkt 1500 μs nach optischen Einspritzbeginn (Integrationszeit 25 μs) bereits wieder. Da jetzt weniger kühler Kraftstoff nachfließen kann, ist die gemessene Temperatur höher. Direkt am Injektor wird ein eher dünnes Medium sichtbar, das vermutlich hauptsächlich aus Gaswolken mit geringem Impuls besteht. Dafür würde sprechen, dass die Emissivität in Abb. 4.12 für 1500 μs unter 5 mm geringer ist als für die anderen Fälle.

Die Temperatur steigt an der Front der Einspritzung in Abb. 4.13 bei 50 mm an. Dies ist möglich, wenn beachtet wird, dass die Stickstofftemperatur in der Kammer 570 K beträgt. Allerdings sollte nicht außer Acht gelassen werden, dass die Emissivität an dieser Stelle steil gegen null geht. Wie Gl. (2.30) zeigt, sinkt die Präzision der Temperaturbestimmung, wenn die Emissivität sinkt. Aus diesem Grund sind die Temperaturen in Abb. 4.13

auf Bereiche mit einer Emissivität von mehr als 0,1 beschränkt.

Der komplette zeitliche Verlauf einer ermittelten Emissivitäts- und Temperaturverteilung für eine Einspritzung von E10 in heißes Gas ist in Abb. 4.14 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Einspritzung mit kühlem Kraftstoff erfolgt, der sich sukzessiv erwärmt. Der gesamte sichtbare Kraftstoff verdampft nach Ende der Einspritzung (bei 1,5 ms) und nähert sich somit der Gastemperatur von 570 K an. Nach der Einspritzung ist der Kraftstoff im Bereich unterhalb des Injektors heiß, da sich hier wenig Masse befindet. Gleichzeitig sorgen die langsam zerfallenden sprayinduzierten Wirbel für eine gute Durchmischung mit heißer Umgebungsluft.

In den späteren Bildern nach Ende der Einspritzung (circa 1,9 ms) erscheinen die Spitzen des Sprays typischerweise kalt und haben eine eher geringe Emissivität. Hier versagt der Algorithmus, da hier turbulente Bedingungen herrschen und die Schuss-zu-Schuss-Streuung groß wird. Dies sorgt dafür, dass eine Auswertung von sieben Hintergrundtemperaturen ohne Mittelung nicht mehr ausreichend stabil funktioniert. Werden die errechneten Fehler für die rekonstruierte Temperatur genutzt, könnten solche Bereiche von der Auswertung ausgeschlossen werden.

Anhand der auftretenden Temperaturen und Muster lässt sich in Abb. 4.14 gut erkennen, dass es einen Bereich nahe des Injektors gibt, in welchem das Spray kompakt und stabil ist. Weiter stromabwärts sorgt der Lufteintrag der Umgebung durch die sprayinduzierten Wirbel für eine stärkere Verdunstung. Somit steigen die beobachteten Temperaturen und die auftretenden Strukturen sind stärker von Turbulenzen überlagert. Der verdampfte Kraftstoff ist lang in der Kammer sichtbar. Zwei aufeinanderfolgende Einspritzungen müssen aus diesem Grund einen zeitlichen Abstand von ungefähr 10 s haben.

Eine Analyse des Einflusses der Wandtemperatur der Kammer auf die Ergebnisse ist in Abb. 4.15 dargestellt. Hierfür ist bei verschiedenen Wandtemperaturen zweimal die selbe Messung durchgeführt worden. Die Bilder mit einer Wandtemperatur von 420 K haben eine Ausgangsintensität von ungefähr 15 bis 20 Kameradigitalwerten über dem Hintergrund. Die Differenzbilder mit der Wandtemperatur von 400 K zeigen ungefähr 5 bis 10 Kameradigitalwerte. Damit liegen die Abweichungen der Intensität durch eine Änderung der Wandtemperatur von 400 K auf 420 K ungefähr in der Größenordnung, wie sie von einem Tropfen mit einem Streu- zu Absorptionsverhältnis von ungefähr 1:1 (siehe Abb. 2.9) erwartet werden würde. Dadurch, dass die Wandtemperatur an der Außenseite der Kammer gemessen wird und nicht reguliert werden kann und dadurch, dass die Kammer desweiteren große Fenster besitzt, ist die DIT-Messung nicht in der Lage, genauere Aussagen über den Einfluss der Streuung auf die gemessene Temperatur zu treffen. Die Links-Rechts-Asymmetrie in Abb. 4.15 ist durch

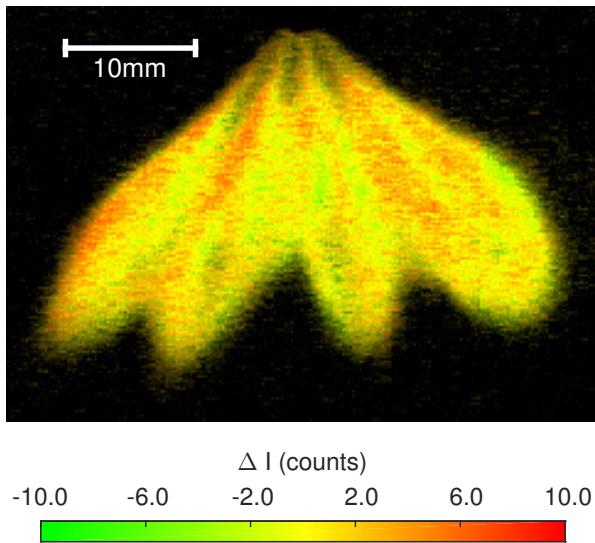


Abb. 4.15: Intensitätsdifferenz einer Einspritzung von n-Heptan bei einer Wandtemperatur von 420K und 400K. Gastemperatur 520K, Gasdruck 0,4MPa, Kraftstofftemperatur 370K, Kraftstoffdruck 20MPa, Integrationszeit 25 μ s, Temperatur des Hintergrundes 360K.

die Einströmung von heißem Stickstoff von rechts nach links in die Kammer zu erklären. Weiterhin ist die linke Kammerwand aus einem Quarzglasfenster, welches eine vergleichsweise hohe Emissivität aufweist, gebaut. Die rechte Kammerwand besteht aus Stahl, welcher IR-Strahlung reflektiert (nur die Fenster vor und hinter dem Spray, also in Sichtrichtung, bestehen aus Calciumfluorid).

4.3 Methan-Gasstrahlen

Erdgas befindet sich momentan in der Diskussion als Kraftstoff der Zukunft. Der Hauptbestandteil Methan ist in größeren Mengen verfügbar (nachgewiesener Erdgas-Gesamtvorrat weltweit $187 \cdot 10^{12} \text{ m}^3$, momentaner weltweiter Jahresverbrauch $3,4 \cdot 10^{12} \text{ m}^3$ [BP12]), aber auch durch Biogasanlagen regenerativ erzeugbar. Durch die unterschiedliche Besteuerung von Methan und konventionellen Kraftstoffen in vielen westlichen Ländern ist der Betrieb eines Methanfahrzeuges finanziell attraktiv. Desweiteren hat Methan den Vorteil, dass bei der Verbrennung weniger CO_2 entsteht, da das Verhältnis von Wasserstoff zu Kohlenstoff ungefähr doppelt so hoch wie in langkettigen Alkanen ist. Die Einsparung von CO_2 sorgt allerdings nicht automatisch für eine bessere Klimabilanz des Gesamtprozesses. Methan steigert den Treibhauseffekt, je nach Zeithorizont, zwischen 23 und 2,5 mal so stark wie CO_2 , bezogen auf ein Mol jeweiliges Gas (also bezogen auf die Anzahl an C-Atomen im Molekül) [LA90], [Fug+03]. Die Nutzung von Methan bedeutet außerdem, dass die

Entwicklung von Motorkonzepten vor völlig neue Herausforderungen gestellt wird.

Um die Gemischbildung von Methan visualisieren zu können, sind die beiden typischen Verfahren zur Sprayanalyse, Schatten- und Streulichtaufnahmen ungeeignet. Beide Verfahren beruhen auf der Mie-Streuung von sichtbarem Licht an Tropfen. Zwar sind auch Schatten- und Streulichtaufnahmen der fast transparenten Gasphase möglich, das Schlieren-Verfahren besitzt allerdings eine höhere Empfindlichkeit für die Visualisierung von Methanverteilungen, da es Gradienten des Brechungsindex visualisieren kann. Das Schlieren-Verfahren liefert ähnliche Information für Gaseinblasungen, wie sie die klassischen Verfahren für Sprays liefern. Allerdings ist es ein Verfahren, welches schwieriger in der Auswertung von Geometrien ist, da es in den meisten Anwendungen eine Richtungsabhängigkeit aufweist. Dichtemessungen sind mit Schlierenaufnahmen nahezu unmöglich, aber auch mit Schlierenaufnahmen bei Sprays und Gasstrahlen nur in Spezialfällen möglich. Da das Schlierenverfahren auf Schwankungen im lokalen Brechungsindex beruht, ist es auch gegenüber Schall- und Schockwellen während der Einblasung und lokalen Temperaturgradienten empfindlich. Die DIT ist in der Lage diese Probleme zu umgehen, allerdings zu dem Preis, dass aufgrund der Verrechnung von Messungen bei mindestens zwei Hintergrundtemperaturen keine Highspeed-Aufnahmen einer einzelnen Einblasung mehr möglich sind. Neben einer integrierten Dichte entlang des optischen Pfades (der sogenannten Säulendichte) ist es mit DIT auch möglich, Informationen bezüglich der Gastemperatur zu rekonstruieren. Mit diesen Temperaturdaten sind Aussagen bezüglich des Eintrags von Umgebungsluft in den Gasstrahl möglich. Bei den Zeitskalen einer Einblasung (circa 1-10ms) und Temperaturunterschieden von 100K spielt die Mischung mit Umgebungsluft eine hauptsächliche Rolle in der Erwärmung des eingeblasenen Gases. Initial ergibt sich durch die spontane Expansion (näherungsweise adiabat) eine starke Abkühlung des Methans.

Vergleichend zu DIT-Messungen, bietet es sich an, Temperaturmessungen mittels LIF vorzunehmen. LIF ist ein Verfahren, welches die Tracerkonzentration im Lichtschnitt bestimmen kann. Dies ist eine gute Ergänzung zum DIT-Verfahren, welches immer entlang des Lichtstrahls integriert. Beide Verfahren sind in der Lage, Temperaturen zu ermitteln und somit die Mischung von Kraftstoff und Umgebungsluft zu visualisieren.

Die folgenden Gaseinblasungen sind an einem Mehrlochinjektor mit sieben Löchern durchgeführt. Dabei sitzen sechs Löcher ringförmig um ein vergleichsweise großes, zentrales Loch in der Mitte der Injektorkuppe. Die äußeren Löcher sind asymmetrisch ausgerichtet, damit an der Zündkerze ein zündfähiges Gemisch vorliegt. Die zentrale Bohrung in der Mitte dient vor allem dazu, die Drosselstelle von den Bohrungen an den Sitz der Nadel zu

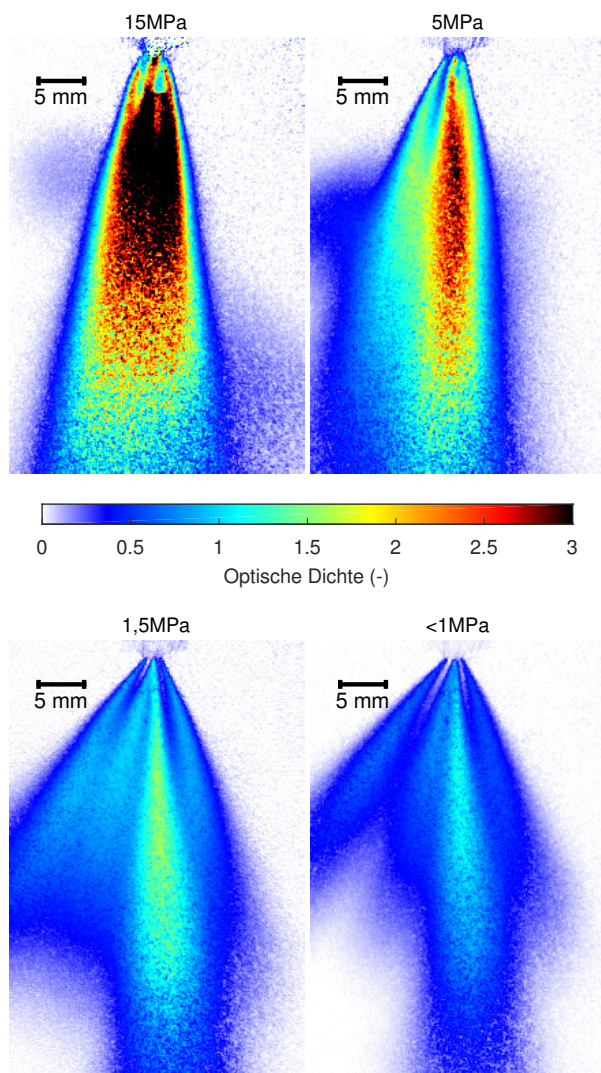


Abb. 4.16: Laser-Absorptionsmessung einer Methaneinblasung für variierenden Kraftstoffdruck. Integrationszeit 1 ms, absoluter Umgebungsdruck 0,13 MPa, Temperatur 293 K. Laser mit einer Leistung von 2 mW und einer Wellenlänge von $3,39 \mu\text{m}$ aufgeweitet über einen konvexen Spiegel auf eine angeraute Aluminiumplatte dient als Hintergrundlichtquelle.

verlagern und somit die nötige Kraftstoffmenge in einer Zeitspanne von einigen Millisekunden in den Brennraum einzubringen.

In Abb. 4.16 ist der Einfluss des Kraftstoffdrucks auf die Form des Gasstrahls dargestellt. Methan hat einen Isentrophenkoeffizienten von 1,32 [Whi10]. Laut Gl. (2.49) ergibt sich somit ein kritisches Druckverhältnis von 1,84. Oberhalb dieses Druckverhältnis sperrt eine Lavaldüse und es ergibt sich eine überkritische Strömung. Bei einem Gegen- druck von 0,13 MPa weisen somit vermutlich alle dargestellten Einblasungen eine überkritische Strömung in der Düse auf und eine mehr oder weniger starke Nachexpan-

sion findet statt. Trotzdem sind die entstehenden Strömungen nicht identisch.

Die Absorptionsmessung bei einem Kraftstoffdruck von 15 MPa in Abb. 4.16 zeigt einen großen Bereich geringer Säulendichte direkt unter dem Ventil. Hierbei handelt es sich um eine Nachexpansion, die eine große Region mit Überschallgeschwindigkeit und damit mit sehr geringer Gasdichte erzeugt. Die tonnenförmige Schockstruktur erzeugt eine horizontale Machscheibe. Dahinter bricht die Schockstruktur zusammen, die Strömung ist langsamer und somit werden höhere Dichten erreicht [Ris96]. Die einzelnen Strahlen des Ventils sind fast nicht mehr zu unterscheiden: Die Nachexpansion und die hohen Strömungsgeschwindigkeiten sorgen nach dem Bernoulli-Prinzip ([Whi10]) für eine Absenkung des Drucks zwischen den Strahlen und damit für ein Kollabieren der Einzelstrahlen.

Sinkt der Kraftstoffdruck der Einblasung in Abb. 4.16 ab, so ist erkennbar, dass zuerst die Schockstrukturen kleiner werden und verschwinden. Da die Masse der Einzelstrahlen abnimmt, sinkt auch deren Impuls, außerdem wird die Nachexpansion schwächer. Beides führt dazu, dass die Wechselwirkung der einzelnen Strahlen über den Bernoulli-Effekt abnimmt und die Strahlen besser getrennt wahrnehmbar bleiben. Deutlich ist dies bei der Einblasung mit einem Kraftstoffdruck von unter 1 MPa: Die Einblasung verläuft immer noch überkritisch, da der Kraftstoffdruck über 0,3 MPa liegt. Trotzdem sind die Strahlen so gut separiert, dass im düsen nahen Bereich zwischen den Strahlen sogar eine Säulendichte nahe null gemessen werden kann.

Prinzipiell ist eine Messung wie in Abb. 4.16 dazu in der Lage die Säulendichte ähnlich zu den IR-Messungen in Abs. 3 zu bestimmen. Diese Zahl ist allerdings aus gutem Grund nicht in Abb. 4.16 angegeben: Eine Berechnung setzt detailliertes Wissen über die beobachtete Absorptionslinie voraus, in diesem Fall ist allerdings weder das genaue Spektrum des Lasers bekannt, noch kann der Laser verstimmt werden, um das Verhalten der Absorptionslinie zu vermessen. Im ungünstigsten Fall findet die Messung auf einer Flanke einer Absorptionslinie statt und würde demzufolge nicht-linear auf eine Druckveränderung reagieren. Weiterhin sind die auftretenden Temperaturen und das Temperaturverhalten der beobachteten Absorptionslinie unbekannt. Bei ausreichender Kenntnis der Linienparameter und besonders im Fernfeld der Einblasung (bekannter Druck und Temperatur) ist eine Quantifizierung möglich [MKK89], [Tsu+85].

4.3.1 Temperaturmessungen mit laserinduzierter Fluoreszenz

Für die Temperaturbestimmung einer Einblasung mittels LIF bedarf es nicht nur eines temperaturempfindlichen

Tracers, sondern auch eines komplexen Algorithmus zur Bildauswertung. Für Toluol, dem benutzten Temperaturtracer, beruht die Messung auf der Rotverschiebung des Emissionsspektrums, siehe Abb. 2.3. Für eine zweidimensionale, instantane Temperaturmessung werden somit zwei Kameras mit unterschiedlichen Wellenlängenfiltern benötigt, deren Bilder möglichst gut überlagert werden müssen. Das so gemessene Intensitätsverhältnis wird mit einer vorher bestimmten Kalibrierung verglichen und somit kann die Temperatur ermittelt werden. Der experimentelle Aufbau ist in Abs. 4.1.2.2 beschrieben.

4.3.1.1 Algorithmus

Zahlreiche experimentelle Feinheiten sind zu beachten, damit eine möglichst genaue Gastemperatur während der Einblasung bestimmt werden kann. Für die Kalibrierung des Intensitätsverhältnisses wird die verwendete Druckkammer möglichst lang mit heißem Stickstoff durchspült. Ihre Wände befinden sich somit zu Beginn der Messung auf einer hohen Temperatur nah der Stickstofftemperatur. Daraufhin werden die Ventile der Kammer geschlossen und wiederholt Gas mit Tracer durch den Injektor eingeblasen. Während der folgenden Abkühlung der Kammer werden permanent Messungen des Intensitätsverhältnisses der zwei Kameras aufgezeichnet. Die sich daraus ergebende Kalibrierung ist in Abb. 4.17 dargestellt.

Zur Ermittlung der Messwerte in Abb. 4.17 werden hundert Bilder mit einer Wiederholrate von 10 Hz aufgenommen und das Intensitätsverhältnis über einen homogenen Bereich in der Kammer bestimmt. Die Bildauswertung erfolgt dabei analog zum weiter unten beschriebenen Algorithmus. Aus den Verhältnissen werden Mittelwerte und Standardabweichungen berechnet, beide Größen sind in Abb. 4.17 aufgetragen. Die Standardabweichung ist eine Standardabweichung über alle Pixel und Zeitpunkte, also eine Kombination aus räumlicher und zeitlicher Standardabweichung. Die Fehlerbalken sind bei niedrigen Temperaturen durch das Kamerarauschen und die Schwankungen der Laserintensität begrenzt. Bei hohen Temperaturen steigen sie für hohe Temperaturen stark an, weil dies die ersten durchgeführten Messungen einer Reihe sind. Hier besteht noch keine homogene Temperaturverteilung.

Nach [LKS06] und den Daten aus Abb. 2.3 ([Ros11]) besteht für gasförmiges Toluol ein exponentieller Zusammenhang zwischen der Intensität des Signales einer Kamera und der Gastemperatur, allerdings hängt die Steigung von der Wellenlänge ab. Da das Verhältnis von zwei exponentiellen Funktionen ebenfalls eine Exponentialfunktion ist, lässt sich auch das Verhältnis der Intensitäten r näherungsweise durch eine Exponentialfunktion mit der Amplitude A und der Temperaturkonstanten b beschreiben.

$$r = A \exp bT \quad (4.5)$$

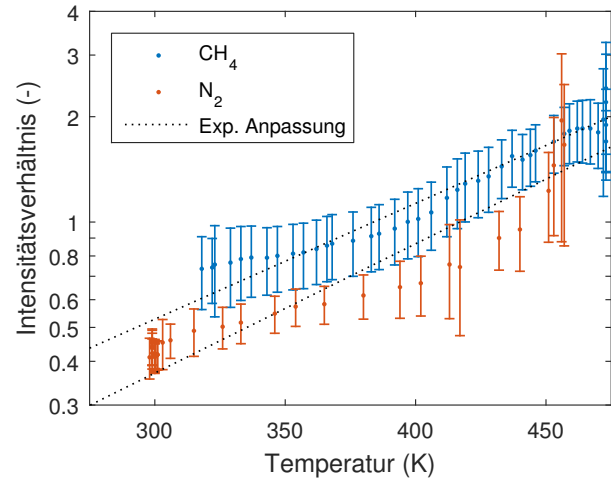


Abb. 4.17: Kalibrierung des LIF-Intensitätsverhältnisses bei verschiedenen Kammerwandtemperaturen. Homogene Atmosphäre in der Kammer, erzeugt durch Methan- oder Stickstoffeinblasungen, jeweils mit Toluol getracer. Eine exponentielle Anpassung für jede Messreihe ist in schwarz gezeigt.

In Abb. 4.17 ist ein Unterschied im absoluten Intensitätsverhältnis zwischen Methan- und Stickstoffeinblasungen (beide mit Toluol ähnlicher Konzentration getracer) sichtbar. Die Ursache hierfür konnte nicht abschließend geklärt werden. Einflüsse des Kammerdrucks, der Verstärkung der Kamera und der Toluol-Konzentration können ausgeschlossen werden: Die übereinander liegenden Messwerte für Stickstoff bei 300 K sind für verschiedenste Kombinationen dieser Parameter aufgenommen worden. Möglicherweise sorgt das Methan für ein leicht anderes Quenching-Verhalten des Toluols oder die Abweichung ist ein Effekt der Laserpulsenergie, die Schwankungen um eine Größenordnung von Tag zu Tag aufweist. Die Atmosphäre in der Druckkammer ist komplett frei von Sauerstoff und ihr Druck liegt oberhalb von 0,1 MPa, dies ist wichtig, da die Fluoreszenz von Toluol sehr stark durch Sauerstoff beeinflusst wird [SS05]. Durch die Verhältnisbildung heben sich in erster Näherung Schwankungen der Laserenergiedichte, des Laserprofils, der Toluolkonzentration und leichte Schwankungen der Fluoreszenzintensität durch Schwankungen im lokalen Druck auf.

Die Temperaturkonstante der exponentiellen Anpassung der Kalibrierung in Abb. 4.17 ist ähnlich für Methan und Stickstoff, insbesondere unter Berücksichtigung der Fehler auf die ermittelten Intensitätsverhältnisse. Aus diesem Grund wird für die weitere Auswertung nur der mittlere Wert benutzt. Die Temperaturkonstante der theoretischen Überlegungen aus Abb. 2.4 ist $0,0020 \text{ K}^{-1}$. Das liegt in der selben Größenordnung, wie der gemessene Zusammenhang von $0,0063 \text{ K}^{-1}$. Aufgrund der groben Näherung der Wellenlängenfilter zur Berechnung der Werte in Abb. 2.4

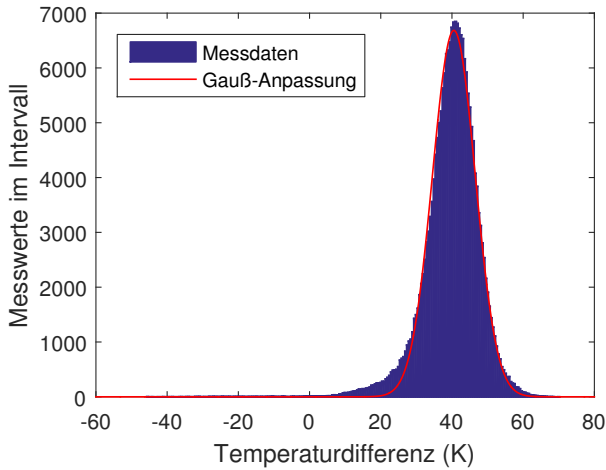


Abb. 4.18: Histogramm der Temperaturverteilung. Die Daten aus der gaußschen Anpassung werden für eine Kalibrierung des Intensitätsverhältnis zur gemessenen Gastemperatur benutzt. Einblasung mit CH_4 , Umgebungstemperatur 470 K, absoluter Umgebungsdruck 0,4 MPa, Raildruck 5 MPa.

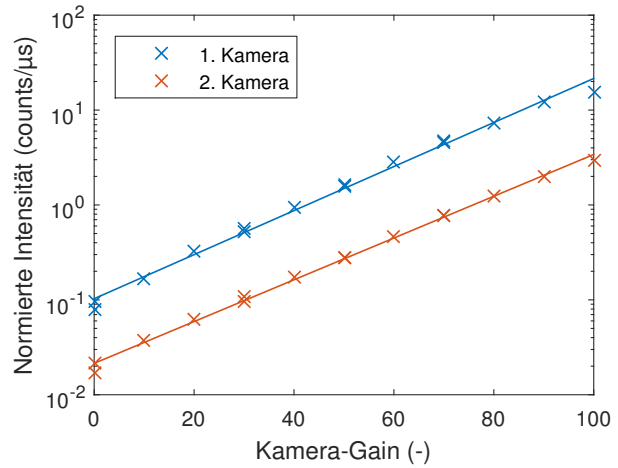


Abb. 4.19: Auf die Integrationszeit normierte Intensität für verschiedene Verstärkungsstufen. Eine exponentielle Anpassung an die Messwerte ist als durchgezogene Linie gekennzeichnet. Die erste Kamera verdoppelt die Intensität bei 13,0 die zweite bei 13,7 Gain-Stufen. Auch aufgrund der unterschiedlichen Filter ist die Intensität der Kameras verschieden.

ist keine bessere Übereinstimmung zu erwarten.

Zur Auswertung der Temperaturdaten wird eine weitere in-situ Kalibrierung benutzt: Da weder der beobachtete Temperaturbereich noch die Qualität der Daten aus Abb. 4.17 zufriedenstellend ist, wird Gl. (4.5) leicht umgestellt:

$$T = \ln r^{-b} - \ln A^{-b} \quad (4.6)$$

Wie zu erkennen ist, kann der erste Term der Gl. (4.6) aus den Intensitätsverhältnissen mit den Daten aus Abb. 4.17 berechnet werden. Der Versatz, der aus dem zweiten Term der Gleichung resultiert, wird in-situ aus den Messdaten gewonnen: Sobald an einem Punkt der Messung die Gastemperatur bekannt ist, können mit der bekannten Temperaturkonstante b alle anderen Temperaturen bestimmt werden. Die Referenzstelle wird dementsprechend dazu benutzt den Versatz $-\ln A^{-b}$ zu bestimmen. Dafür wird das Ende der Einblasung betrachtet. Aus DIT-Messungen und der zeitlichen Entwicklung des Intensitätsverhältnisses der LIF-Messungen ist bekannt, dass sich die Gastemperatur nach Ende der Einblasung schnell der Temperatur des Umgebungsgases annähert. Da die Umgebungsbedingungen über ein Thermoelement permanent gemessen werden, lässt sich so eine in-situ Kalibrierung durchführen.

Zur Verbesserung der Kalibrierungsqualität wird nicht nur ein einzelner Punkt ausgewertet: Als erstes wird über alle Zeitschritte die Standardabweichung der Intensität für jeden Bildpunkt berechnet. Der Median der Standardabweichung dient als Schwellwert: Alle Pixel, die eine Standardabweichung oberhalb des Medians haben, werden selektiert. Somit kann gut ein Bereich, in dem sich die

Einblasung im Bild befindet, definiert werden. Die letzten fünf Zeitschritte einer Aufnahme (welche wiederum über je fünfzig Aufnahmen gemittelt sind) werden ausgewählt. Diese Zeitschritte zeigen Aufnahmen nachdem die Einblasung abgeschlossen ist. Aus diesen Aufnahmen werden mit der Maske Pixel ausgewählt, die Gas enthalten. Für die Pixel wird das Intensitätsverhältnis wie üblich berechnet und daraus ein Histogramm erstellt.

Das so errechnete Histogramm ist beispielhaft für eine Einblasung in Abb. 4.18 dargestellt. Durch die Anpassung einer Gauß-Funktion an die Messdaten kann die Temperaturdifferenz zur erwarteten Gastemperatur bestimmt und korrigiert werden. Wenn Messungen miteinander verglichen werden, werden für alle Messungen die selben Zeitschritte zum Temperaturabgleich benutzt. Die Streuung der Messdaten ist hauptsächlich durch das Kamerarauschen und nicht durch räumliche Inhomogenitäten gegeben.

Die Messung des Intensitätsverhältnisses erfordert, dass die beiden Kameras ein ähnliches Verhalten bezüglich der Verstärkung aufweisen. Die Kalibrierung kann nicht bei gleichbleibendem Gain aufgenommen werden, da die Fluoreszenzintensität von der Temperatur abhängt. Zur Vermeidung von Fehlern werden bei jeder Einzelmessung die beiden baugleichen Kameras auf den selben Gain eingestellt. Weiterhin wird eine Gainkorrektur benutzt, um leichte Unterschiede in der Kameraempfindlichkeit auszugleichen. Die verwendeten Kurven sind in Abb. 4.19 dargestellt. Für die Messung dieser Empfindlichkeitskurven wird das selbe Objekt mit beiden Kameras beobachtet. Zur Ausnutzung des gesamten Gain-Bereichs der Kameras

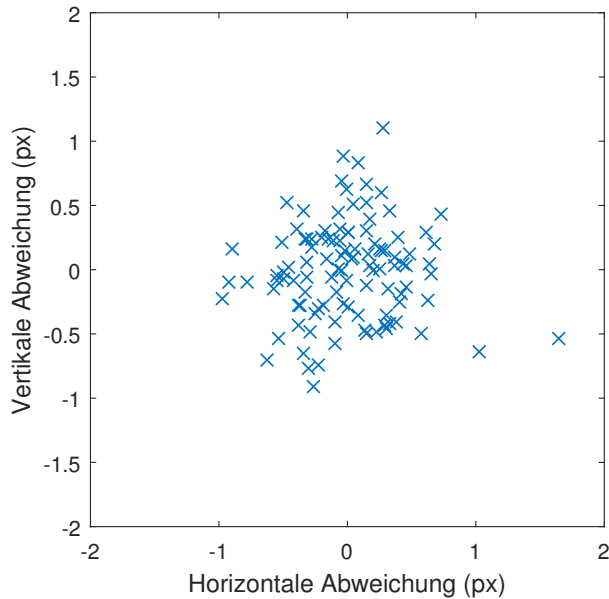


Abb. 4.20: Abweichung der für die Kalibrierung benutzten Bildpunkte von ihrer ursprünglichen Position im Bild. Dargestellt sind nur Punkte der Kalibrierung der linken Kamera. Die Verzerrungen durch die Abbildung nach Abs. 2.2.2 können auf Subpixelniveau vorhergesagt werden. (Details siehe Text.)

wird die Integrationszeit der Kameras angepasst. So ergibt sich jeweils ein möglichst helles Bild ohne Überbelichtung.

Wie in Abb. 4.4 dargestellt, sind die Kameras im verwendeten Aufbau in leicht anderen Winkeln auf die Einblasung ausgerichtet. Da nur Moleküle in der Ebene des Laserlichtschnitts zur Fluoreszenz beitragen, kann die Verzerrung herausgerechnet werden und die Bilder können übereinandergelegt werden. Für diese räumliche Kalibrierung wird eine Platte mit zwei Punktrastern im Abstand von 10 mm in die selbe Ebene gestellt, in der sich während den Messungen später der Laserlichtschnitt befindet. Diese Platte wird zeitgleich mit beiden Kameras aufgenommen und die Position der Punkte in den entstehenden Bildern bestimmt. Somit können den 2D-Pixelkoordinaten der Kamera 3D-Koordinaten auf der Plattenoberfläche zugeordnet werden.

Mit dem in Abs. 2.2.2 beschriebenen Vorgehen wird für jede Kamera die Translation, Rotation und radiale Verzerrung durch die Linse berechnet. Zur Überprüfung der Ergebnisse des für diese Auswertung geschriebenen Algorithmus werden die bekannten 3D-Koordinaten der Punkte auf der Platte mit den Gleichungen aus Abs. 2.2.2 in 2D-Pixelkoordinaten transformiert. Diese werden mit den gemessenen Pixelkoordinaten verglichen. Die Abweichung zwischen Erwartung und Messung ist in Abb. 4.20 dargestellt. Es ist erkennbar, dass die Mehrzahl der Bildpunkte mit einer Genauigkeit von unter einem

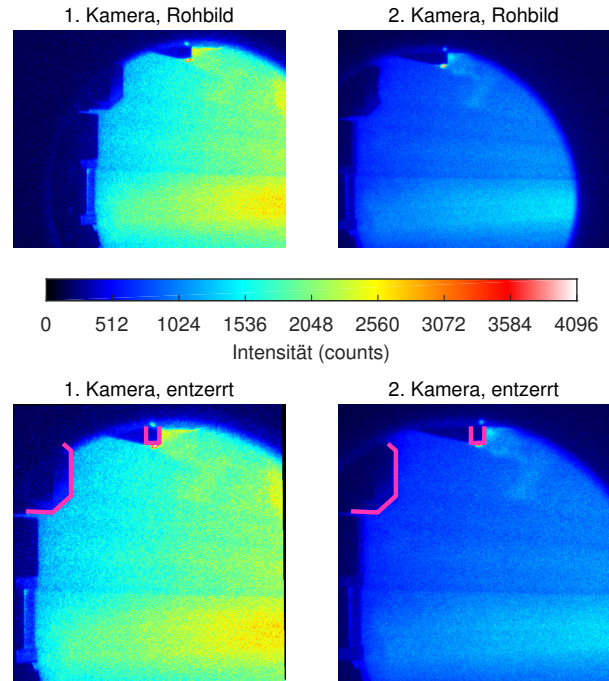


Abb. 4.21: Rohbilder und entzerrte Bilder mit gleichem Ausschnitt für beide Kameras. Umgebungstemperatur 459 K, absoluter Umgebungsdruck 0,8 MPa, Gain 90 für beide Kameras, Kammer homogen mit Tracer geflutet. Ventil und Queranblasung sind zur besseren Visualisierung in magenta eingezeichnet.

Pixel rekonstruiert werden kann. (Die Punkte auf der Platte haben in der Abbildung einen Durchmesser von mehreren Pixeln.) Desweiteren ist keine Vorzugsrichtung der Streuung sichtbar, sodass der Algorithmus mit ausreichender Genauigkeit arbeitet.

Da die zur Kalibrierung benutzte Platte nicht ganz exakt in der Lichtschnittebene positioniert werden kann, wird die Entzerrung noch weiter verbessert. Hierzu werden exemplarische Messungen einer Einblasung benutzt. Weil die Fluoreszenzsignale der beiden Kameras ähnliche Formen aufweisen, kann eine Kreuzkorrelation der entzerrten Bilder Auskunft über einen eventuellen Versatz liefern. Dieser Versatz dient als Startwert für eine weitere Feinoptimierung durch visuelle Inspektion. Über die beobachteten Einblasungen bleibt dieser einmal bestimmte Versatz konstant und wird daher durchgehend in die Entzerrungsroutine bei der Bildauswertung eingebunden. Dieser Versatz ist über das gesamte Bild näherungsweise konstant und spielt besonders direkt unterhalb des Injektors, wo sehr starke horizontale Dichtegradienten auftreten, eine wichtige Rolle.

Rohbilder der Kameras und zugehörige entzerrte Bilder sind beispielhaft in Abb. 4.21 dargestellt. Auffällig ist, dass sich durch die unterschiedlichen Blickwinkel der einzelnen Kameras die nutzbare Bildfläche der entzerrten

Bilder ungefähr halbiert. Besonders ausgeprägt ist dies in horizontaler Richtung sichtbar. Die Fehler durch die Rundung bei der Pixelzuordnung werden möglichst gering gehalten, indem die Auflösung der entzerrten Bilder verdoppelt wird. Diese Zuordnung durch den nächsten Nachbarn wurde statt einer Mittelung über die benachbarten Pixel gewählt, da somit eine Glättung der Ursprungsdaten vermieden wird. Außerdem beträgt die Genauigkeit der Entzerrung nach Abb. 4.20 in etwa 0,5 Pixel, somit ist eine weitere Erhöhung der Auflösung über die angesprochene Verdopplung nicht sinnvoll.

Neben der erwähnten Entzerrung sind in Abb. 4.21 zahlreiche Details zu beobachten: Die Kammer ist näherungsweise homogen mit Toluol-Methan-Stickstoff-Gemisch geflutet. Trotzdem ist ein Abfall der Fluoreszenz von rechts nach links sichtbar. Die Laserstrahlung wird von rechts nach links in die Kammer eingekoppelt. Die nötige Höhe des Lichtschnittes wird über eine Divergenz des Strahls in vertikaler Richtung erreicht. Da die Fluoreszenzintensität proportional zur Anregungsintensität ist, äußert sich dies auch in einem Abfall der Fluoreszenzintensität. Zudem ist diese Divergenz an der keilförmigen Linie in der Mitte des Bildes sichtbar. Diese horizontale Linie wird durch einen Defekt im Fenster, der für eine leichte Abschattung sorgt, verursacht. Die Divergenz des Laserlichts (voller Öffnungswinkel ca. 2°) sorgt dafür, dass die Linie von rechts nach links immer breiter wird. Man sollte sich wiederum nicht von den scheinbar harten Kanten der Regenbogenfarbskala täuschen lassen [BT07], die Breite des Laserlichtkeils verdoppelt sich fast über den einsehbaren Bereich, also ist die beobachtete Abnahme der Intensität der linken Kamera von rechts nach links um den Faktor 1,8 nicht unerwartet.

Die Strömung in der Kammer hat sich zum Zeitpunkt der Messung in Abb. 4.21 noch nicht komplett beruhigt. Außerdem zeigt das Gasventil einen leichten Leckagestrom. Visuell ist dies vor allem auf den Bildern der rechten Kamera sichtbar: Es existiert ein Hotspot direkt unter dem Injektor durch austretendes Toluol-Methan-Gemisch und es sind Methanansammlungen sichtbar, die nach rechts verweht werden. Diese Bildbereiche werden für eine Kalibrierung der Messung natürlich ausgespart.

Für jede Messung wird im Voraus der Dunkelstrom der Kameras über hundert Bilder bestimmt und von den Messungen abgezogen. Ein Energiemonitor misst permanent die Laserpulsenergie, nach dem Abzug des Dunkelstroms wird jedes Bild um diese Energie korrigiert. Direkt damit verbunden ist auch eine Korrektur der unterschiedlichen Gain-Empfindlichkeit der beiden Kameras. Für eine Auswertung der Fluoreszenzintensität werden zusätzlich Bilder mit homogener Tracerverteilung aufgenommen, die um den Dunkelstrom und die Laserpulsenergie korrigiert werden. Diese homogenen Bilder zeigen die Verteilung der Lasserenergiedichte und dienen dann als Normierung für die Messung der Fluoreszenzintensität. Für eine Bestim-

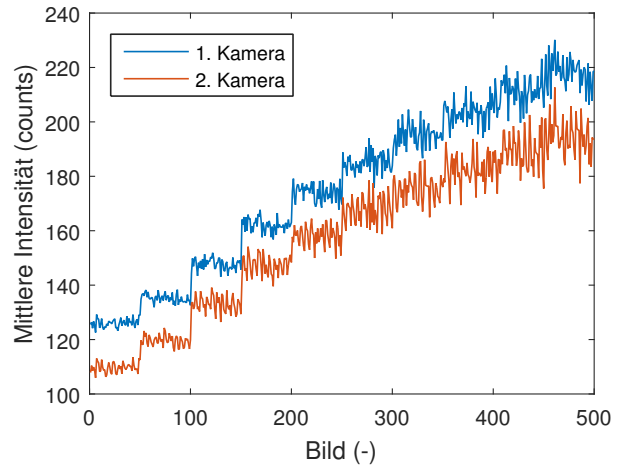


Abb. 4.22: Mittlere Intensität kurz nach Beginn der Einblasung in einem Bereich unter dem Injektor. Jeweils fünfzig Bilder zeigen den selben Zeitpunkt, allerdings ist der Beginn der Aufnahme unbekannt. Details siehe Text.

mung des Intensitätsverhältnisses ist solch eine Normalisierung nicht notwendig. Hierfür können die bearbeiteten Bilder entzerrt und Pixel für Pixel durcheinander dividiert werden.

Pixel, die eine Intensität von über 4092 Kameradigitalwerten aufweisen, werden von der Auswertung ausgeschlossen um eine Auswertung von überbelichteten Bildbereichen zu vermeiden. Für eine höhere Bildqualität werden typischerweise fünfzig Messungen des selben Zeitpunktes bei aufeinanderfolgenden Einblasungen vorgenommen. Hierbei wird ein Pixel verworfen, sobald eines der Bilder eine Intensität von größer 4092 Kameradigitalwerten aufweist. Die Mittelung der Bilder erfolgt zu unterschiedlichen Zeitpunkten, je nachdem ob die Fluoreszenzintensität oder das Intensitätsverhältnis ausgewertet wird. In ersterem Fall erfolgt die Mittelung vor der Entzerrung der Bilder, in letzterem Fall erfolgt zuerst die Entzerrung und Division und dann die Mittelung. Dieses Vorgehen ist sinnvoll, da der Mittelwert eines Verhältnisses nicht dem Verhältnis der Mittelwerte entspricht.

Da der verwendete Laser auf eine Pulsrate von 10 Hz fixiert ist, kann nur ein Bild pro Einblasung aufgenommen werden. Zur Visualisierung des gesamten Vorgangs werden Bilder aus mehreren Einblasungen zu einem Video zusammengesetzt. Zusätzlich werden zu jedem Zeitschritt fünfzig Einzelaufnahmen gemittelt. Diese Einzelaufnahmen eines Zeitschrittes werden nacheinander an fünfzig aufeinanderfolgenden Einblasungen aufgenommen, dann erfolgt die Aufnahme des nächsten Zeitschrittes. Es ergibt sich also ein langer Bildstrom, der alle fünfzig Bilder einen neuen Zeitpunkt enthält.

Da ab und zu die Synchronisierung des Starts der Aufnahme fehlschlägt, muss die Lage des Beginns der

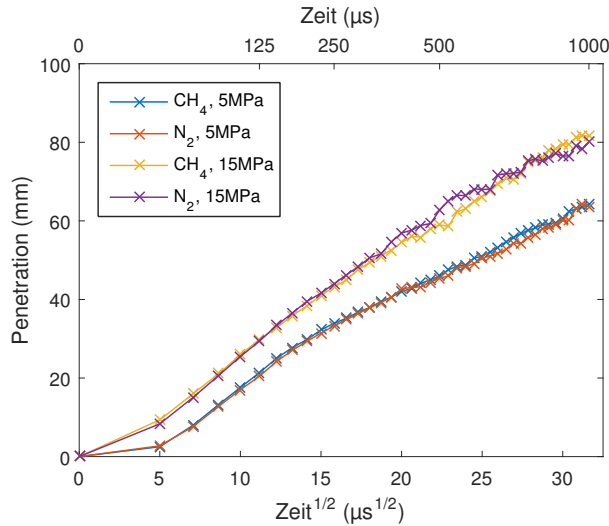


Abb. 4.23: Penetration des Gasjets für verschiedene Zeitpunkte nach optischem Beginn der Einblasung. Umgebungstemperatur 470 K, absoluter Umgebungsdruck 0,4 MPa, Ende der Einblasung ist bei 1000 μs noch nicht erreicht. Raildruck und Medium im Injektor laut Legende. (Die Werte sind verbunden, um das Auge zu leiten.) Adaptiert aus [Dur15].

fünfzig Wiederholungen aus dem Bildstrom automatisch extrahiert werden. Hierfür wird die mittlere Bildintensität in einem Bereich unterhalb des Injektors für die ersten 500 Aufnahmen berechnet. Beispielhafte Kurven sind in Abb. 4.22 dargestellt. Diese Kurven werden mit einer einfach differenzierten Gauß-Funktion (mit Standardabweichung $\sigma = 5$) gefaltet. Dies entspricht nach den Ableitungsregeln für Faltungen einer Ableitung der ursprünglichen Funktion mit anschließendem Gauß-Filter, ist allerdings weniger rechenintensiv. In den zwei entstehenden Funktionen werden alle fünfzigsten Werte gemittelt (also z.B. der 2., 52., 102., ...), somit entstehen zwei Funktionen mit periodischen Randbedingungen, die auf einem Intervall von fünfzig definiert sind. Das jeweilige Maximum der Funktionen ist identisch mit dem Beginn des ersten Zeitpunktes mit fünfzig Einzelbildern in dem gespeicherten Bildstrom. Dies wird mit der Anpassung einer Gauß-Funktion bestimmt. Die Daten beider Kameras werden zur sichereren Bestimmung des Aufnahmebeginns benutzt.

4.3.1.2 Auswertung

Die im vorangegangenen Abschnitt erklärten Schritte erlauben die möglichst genaue Auswertung der Fluoreszenzsignale. Es ist nicht Hauptgegenstand dieser Arbeit, aber die zur Temperaturentwicklung aufgenommenen Messungen können auch einen Einblick in die Ausbreitung des Gasstrahls liefern.

Einige beispielhafte Verläufe der Penetration der

Gasphase sind in Abb. 4.23 dargestellt. Die Messdaten des Autors sind dafür im Rahmen eines vom Autor betreuten Abschlusspraktikums ausgewertet worden [Dur15]. Auffällig ist, dass sich im dargestellten Bereich Stickstoff- und Methaneinblasung nicht merklich unterscheiden. Der erhöhte Kraftstoffdruck äußert sich hingegen in einer schnelleren Penetration. Ungefähr wird ein wurzelförmiger Verlauf der Penetration mit der Zeit für das Fernfeld erwartet. Die gewählte Darstellung in Abb. 4.23 bestätigt die Erwartung aus der Literatur [Wit80], [H099]. Abweichungen der Penetration von der wurzelförmigen Erwartung zu Beginn der Einblasung sind in der Literatur bekannt [Oue96]. Nach [H099] skaliert die Penetration des Gasfreistrahls mit der vierten Wurzel aus dem Massenstrom durch die Düse. Der Massenstrom einer sperrenden Düse ist nach Gl. (2.50) wiederum proportional zum Kraftstoffdruck. Dementsprechend sollte eine Verdreifachung des Kraftstoffdrucks die Penetration um den Faktor 1,3 erhöhen. Bei einer finalen Penetration von 80 mm bzw. 62 mm entspricht dies recht genau der Erwartung. Die etwas kompliziertere Strömung des Mehrlochinjektors stimmt hier also gut mit den Werten aus einzelnen Freistrahlen überein.

Für verschiedene Zeitschritte nach dem optischen Beginn der Einblasung sind in Abb. 4.24 zweidimensionale Temperaturdaten dargestellt. Wie für die DIT gibt die Temperatur an einem Messwert den Farbwert („Hue“) des Pixels. Der Hellwert („Value“) des HSV-Tripels ist nicht durch die Emissivität gegeben, sondern durch eine mittlere Fluoreszenzstärke. Die Skala ist so gewählt, dass für jede Einblasung 98% der Messwerte zwischen Minimum (schwarz) und Maximum (leuchtende Farben) liegen. Überbelichtete Stellen sind als schwarze Punkte erkennbar (z.B. Bild in dritter Zeile, erster Spalte).

Die Queranblasung mit Stickstoff, wie sie in Abb. 4.21 gut zu beobachten ist, sorgt für eine leichte Ablenkung der Strahlen nach rechts. Aufgrund der hohen Druckdifferenzen zwischen Injektor und Umgebung (über Faktor zehn in Abb. 4.24) sorgen die großen Geschwindigkeiten und Massenströme dafür, dass die Einblasung nur schwer von der ungefähr 18 m s^{-1} schnellen Queranströmung abgelenkt werden kann. Für höhere Druckverhältnisse wird die Ablenkung durch die Queranströmung noch geringer.

Der Vergleich zwischen Stickstoff und Methan in Abb. 4.24 zeigt, dass nicht nur die Penetration der beiden Medien ähnlich ist (siehe Abb. 4.23), sondern dass auch die Form der Einblasung ähnlich verläuft. Der Dichteunterschied zwischen dem Umgebungsgas bei 520 K und bei 470 K spielt nur eine untergeordnete Rolle für die Gasausbreitung. Nach [H099] wird ein Einfluss der Gasdichte mit der vierten Wurzel auf die Penetration erwartet. Für das gegebene Temperaturverhältnis ist die Penetration bei 520 K somit theoretisch um den Faktor 1,02 größer zu erwarten als bei 470 K. Diese Abweichung ist zu klein um in den dargestellten Daten experimentell nachgewiesen

4 Temperaturmessungen der Benzindirekteinspritzung und der Methandirekteinblasung

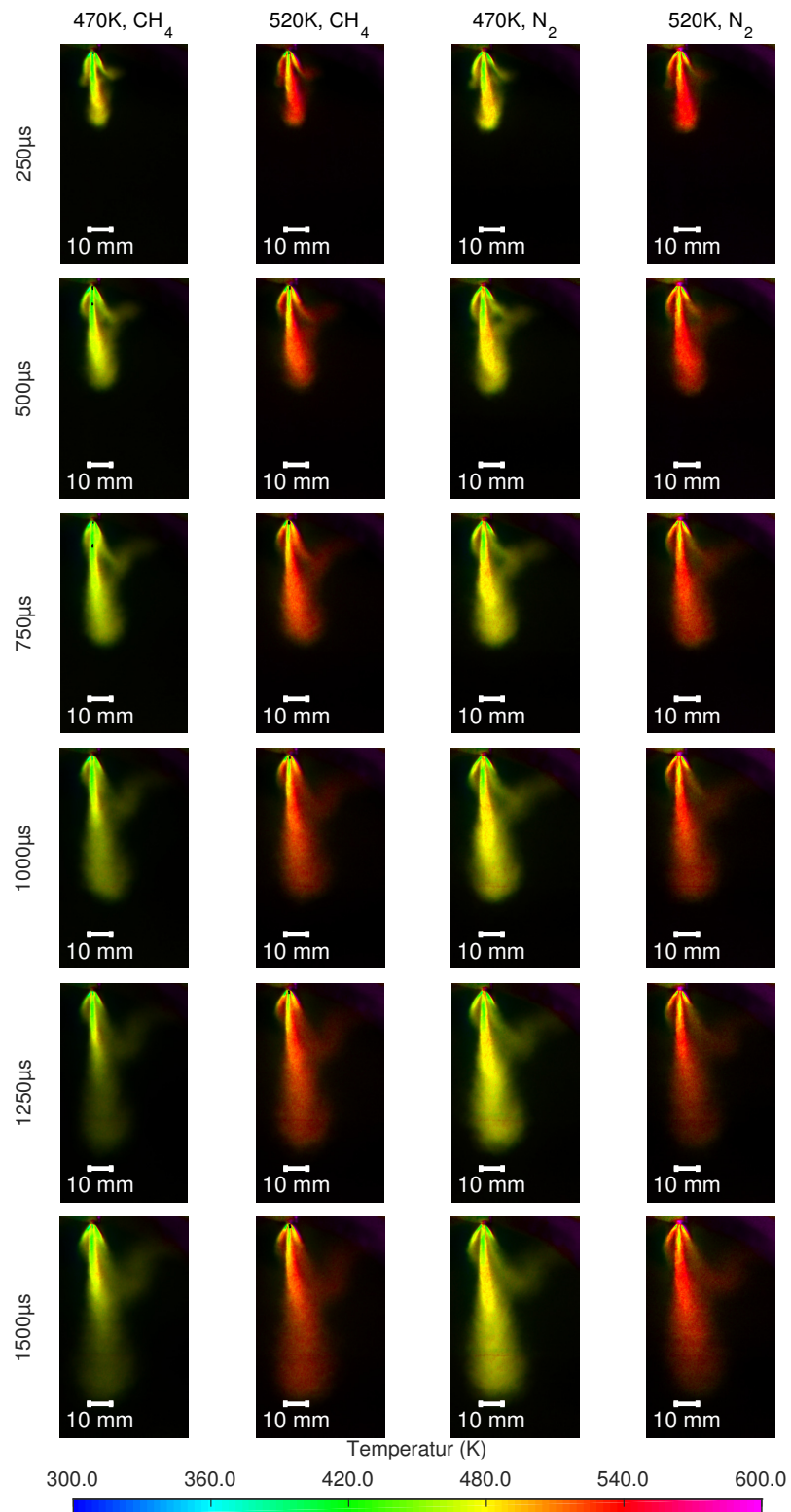


Abb. 4.24: Temperatur für verschiedene Zeitschritte einer Methan- oder Stickstoffeinblasung mit Queranblasung. Toluoltracer im Einblasemedium, absoluter Umgebungsdruck 0,4 MPa, der Raildruck 5 MPa, die Umgebungstemperatur in der Abbildung angegeben.

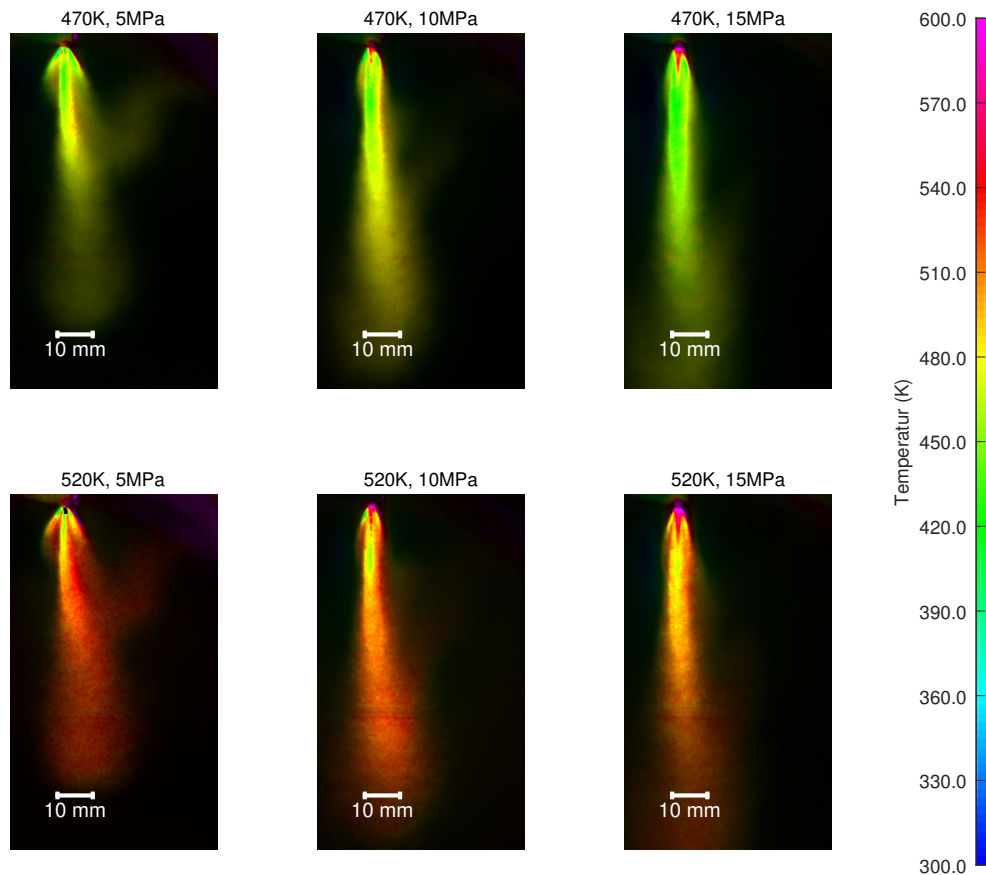


Abb. 4.25: Temperatur für verschiedene Raildrücke und Umgebungstemperaturen einer Methaneinblasung. Mit Queranblasung, Toluol-Tracer im Methan, absoluter Umgebungsdruck 0,4 MPa, 1000 μ s nach Beginn der optischen Einblasung, Ventil noch nicht geschlossen.

werden zu können. Desweiteren wird der Schwellwert für die Berechnung der Penetration für jede Einblasung über das Otsu-Kriterium ermittelt [Ots79]. Dies ist aufgrund der von Messung zu Messung schwankenden Laserenergie notwendig, kann aber kleine Änderungen in der Penetration an einem sanften Übergangsbereich, zum Beispiel an der Strahlspitze, kompensieren.

Die Temperaturdaten in Abb. 4.24 zeigen, dass die Einblasung zunächst kalt ist und sich im weiteren Verlauf langsam erwärmt. Die kleinen Strahlen links und rechts vom zentralen Hauptstrahl erwärmen sich dabei schneller, da die Masse hier geringer ist. Wie durch die in-situ Kalibrierung zu erwarten, sind die Temperaturen fern vom Injektor nahe an der Umgebungstemperatur. Die Länge des kühlen Kerns des Hauptstrahls ist wiederum ähnlich zwischen Stickstoff und Methan. Die tiefsten gemessenen Temperaturen sind allerdings weit über der Erwartung. Im Bereich unter dem Injektor werden bei einer Injektortemperatur von 370 K und einem Druckverhältnis von 50:4 und Gl. (2.52) Temperaturen in der Größenordnung von 200 K erwartet. Solche tiefen Temperaturen können allerdings nicht mehr ermittelt werden, da das Intensitätsverhältnis aus Abb. 4.17 so klein wird, dass die Messung durch

das Rauschen der bildverstärkten Kameras bei gleichem Gain limitiert ist (obwohl die Gesamtintensität der Fluoreszenz laut Abb. 2.3 zunimmt). Selbstverständlich könnte die Verstärkung der einen Kamera angehoben werden. Dabei ergeben sich aber zwei Probleme: Zum einen würde das Rauschen eines Kanals im Vergleich zum anderen verändert werden. Dementsprechend sollte eine neue Kalibrierung für jede in der Messung vorkommende Gainkombination aufgenommen werden. Zum anderen sind die folgenden Messungen oft derart gestaltet, dass es durchaus Bereiche gibt, in denen beide Kameras nahezu gleich hell sind (laut Abb. 4.17 in Bereichen oberhalb von 400 K), eine unterschiedliche Verstärkung würde dann zu einer Überbelichtung und bei dauerhaftem Betrieb zu einer Schädigung des Bildverstärkers führen.

Der Einfluss des Kraftstoffdrucks auf die Gastemperatur und die Strahlform ist in Abb. 4.25 dargestellt. Die kalte Region in der Mitte des zentralen Strahls vergrößert sich mit einer Erhöhung des Kraftstoffdrucks. Dies ist nicht verwunderlich: Zwar nimmt die Geschwindigkeit der Strahlausbreitung aufgrund der überkritischen Strömung in der Düse nur in geringem Maße zu, der Massenstrom durch die Düse erhöht sich allerdings merklich (sichtbar

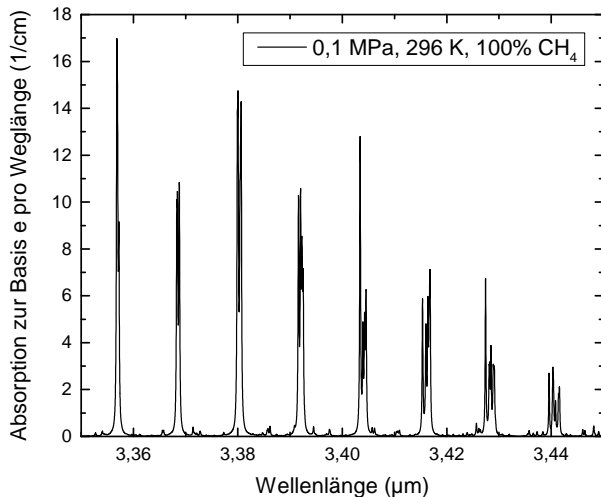


Abb. 4.26: Absorptionsspektrum von reinem Methan unter atmosphärischen Bedingungen. Daten aus [Hitran12].

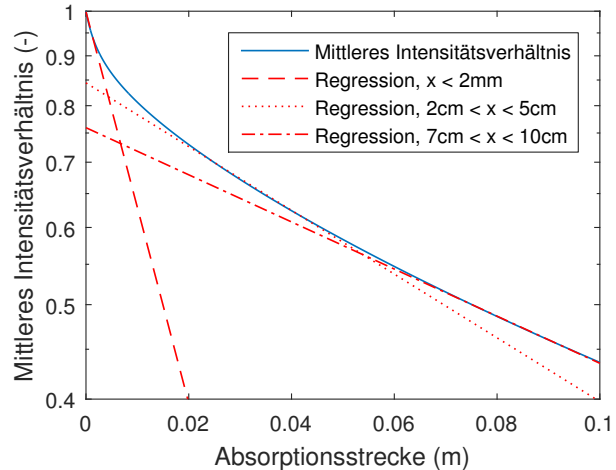


Abb. 4.27: Mittleres Intensitätsverhältnis für Methan berechnet für verschiedene Absorptionslängen. Absorptionsdaten aus Abb. 4.26, vertikale Achse logarithmisch skaliert.

auch in einer größeren Ausdehnung des Strahls). Aufgrund der höheren Masse dauert eine Erwärmung des Methans deutlich länger. Für eine Gastemperatur von 470K und einen Kraftstoffdruck von 15MPa ist dies deutlich. Der erhöhte Massenstrom sorgt auch im Fernfeld für kühlere Bedingungen.

Die hohen Gastemperaturen direkt unterhalb des Injektors bei 10MPa und 15MPa sind unrealistisch. Ursache für dieses Artefakt in der Messung ist vermutlich, dass die Grenzschichten der Schockstrukturen aus der Nachexpansion für eine Reflexion des Laserlichts sorgen. Während dies für die erste Kamera mit ihrem scharfkantigen Filter bei 266nm kein Problem ist, ist der Filter der zweiten Kamera nicht so gut in der Lage, Reflexionen des Laserlichts zu unterdrücken. Dieser Umstand äußert sich auch darin, dass auf einigen Aufnahmen, je nach Ausrichtung des Laserlichtschnitts, Reflexionen auf der Apparatur für die Queranströmung sichtbar sind.

4.3.2 DIT

Die DIT an Methan weist einige Besonderheiten im Vergleich zur DIT an komplexeren Kohlenwasserstoffen auf. Hauptunterschied ist, dass Methan keine breite Absorptionsbande wie in Abb. 4.3 besitzt, sondern dass sein Spektrum aus vielen einzelnen Absorptionslinien besteht, wie sie in Abb. 4.26 dargestellt sind. Für die mittlere DIT-Emissivität im Bereich des Wellenlängenfilters der Kamera bedeutet dies, dass sie nur langsam gegen eins geht. Die Ursache ist, dass es viele Bereiche im Absorptionsspektrum von Methan gibt, die nur sehr schwach absorbieren. Außerdem besteht im Allgemeinen kein exponentieller Zusammenhang zwischen dem Absorptionsintensitätsverhältnis und der Dicke der Gasschicht

mehr. Für kleine Dicken dominieren die Spitzen in Abb. 4.26 den Verlauf des Intensitätsverhältnisses und der Abfall der Intensitätsverhältnisse ist groß. Für große Dicken definieren hauptsächlich die schwach absorbierenden Bereiche zwischen den Absorptionsspitzen den Verlauf des mittleren Intensitätsverhältnisses, da die den Absorptionsspitzen zugehörigen Wellenlängenanteile des Lichts bereits nahezu vollständig absorbiert werden. Das Abnehmen des Intensitätsverhältnisses mit der Schichtdicke ist dementsprechend schwächer ausgeprägt.

Die Absorption in einem schmalen Wellenlängenbereich folgt dem Lambert-Beer-Gesetz, der Mittelwert über mehrere Exponentialfunktionen mit unterschiedlichen Abklingkonstanten ist allerdings im Allgemeinen keine Exponentialfunktion. In Abb. 4.27 ist dies anhand des Spektrums aus Abb. 4.26 verdeutlicht. In der halblogarithmischen Darstellung ist ein exponentieller Zusammenhang eine Gerade. Zusätzlich zum Intensitätsverhältnis ohne und mit Einblasung sind exemplarisch drei Bereiche durch eine Regression mit einem exponentiellen Abfall genähert. Es ist erkennbar, dass das Intensitätsverhältnis in Teilbereichen durchaus durch einen exponentiellen Abfall beschrieben werden kann. In dem dargestellten Bereich sind aber selbst bei einer Näherung durch zwei überlagerte Exponentialfunktionen Unterschiede zum realen Kurvenverlauf zu erkennen. Dementsprechend wird erwartet, dass auch eine homogen mit Methan gefüllte Druckkammer mit einer inneren Kantenlänge von circa 20cm, immer noch teilweise transparent erscheint. Dies steht im Gegensatz zur Absorption an komplexen Kohlenwasserstoffen, wo auch geringe Dicken das Gas undurchsichtig erscheinen lassen (ungefähr 2mm n-Heptan-Dampf sorgen für ein Intensitätsverhältnis von 1/e, [KJH07]).

Folglich ist für die Absorptionen von Licht über ein breites Linienspektrum wie in Abb. 4.26 zwar die mittlere Absorption definiert, aber nur in einem schmalen Wellenlängenbereich linear zur Wegstrecke des Lichtstrahls. Dies bedeutet auch, dass die mittlere Emissivität auf die selbe Art und Weise wie die mittlere Absorption in Abb. 4.27 nichtlinear von der Dicke abhängt.

Insgesamt ist es nicht offensichtlich, warum eine DIT-Messung an Methan über einen breiten Wellenlängenbereich funktionieren sollte. Schließlich geht die Herleitung in Abs. 2.1.4 zur Auflösung von Gl. (2.29) davon aus, dass eine konstante Emissivität über den beobachteten Wellenlängenbereich vorliegt. Allerdings ist Gl. (2.29) auch lösbar, falls das Integral über einem Produkt aus Emissivität ε und Photonenstromdichte j als Produkt von zwei Integralen geschrieben werden kann.

$$\int \varepsilon j d\lambda \approx \int \varepsilon d\lambda \cdot \int j d\lambda \quad (4.7)$$

Die Integration über die Wellenlänge λ erfüllt diesen Zusammenhang im Allgemeinen nicht. Man kann allerdings eine mittlere Emissivität $\bar{\varepsilon}$ mit der obigen Gleichung definieren:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\int \varepsilon j d\lambda}{\int j d\lambda} \quad (4.8)$$

Diese mittlere Emissivität ist abhängig von Temperatur, Druck und Konzentration des Methans und von der Temperatur des beobachteten Hintergrundes (also der Wellenlängenverteilung des Photonenstroms j). Für spezielle Parameter ist die mittlere Emissivität unabhängig von diesen Größen. Dann gilt Gl. (4.7) und der DIT-Algorithmus aus Abs. 2.1.4 kann benutzt werden.

Eine Rechnung mit den Absorptionswahrscheinlichkeiten aus Abb. 4.26 zwischen $3,35\mu\text{m}$ und $3,45\mu\text{m}$ und der Photonenverteilung nach Gl. (2.20) liefert Daten für die Abhängigkeit der mittleren Emissivität nach Gl. (4.8) von der beobachteten Hintergrundtemperatur. Diese Abweichung ist der systematische Fehler durch die Näherung in Gl. (4.7). Die relative Standardabweichung der mittleren Emissivität liegt in einem Intervall von 100 K bis 700 K unter 1% für reines Methan bei Raumtemperatur bei Drücken von 10^4 Pa , 10^5 Pa und 10^6 Pa . Der entsprechende Fehler durch die Näherung von Gl. (4.7) muss auf den systematischen Fehler von Temperatur und Emissivität aufgeschlagen werden.

Eine beispielhafte Methaneinblasung ist in Abb. 4.28 dargestellt. Hierbei ist das gesamte Sichtfeld der Kamera abgebildet. Bereiche mit Methan können in der Messung klar identifiziert werden. Die Emissivität in den scheinbar schwarzen Bereichen ist $0,0028 \pm 0,0025$ und damit ungefähr um zwei Größenordnungen kleiner als die Emissivität in den Bereichen mit hoher Methankonzentration. Die Integrationszeit von $300\mu\text{s}$ sorgt für einen weichen Übergang an der Strahlspitze. Der Einfluss der Queranblasung ist klar sichtbar durch die leichte Verwehung des Gasstrahls nach rechts.

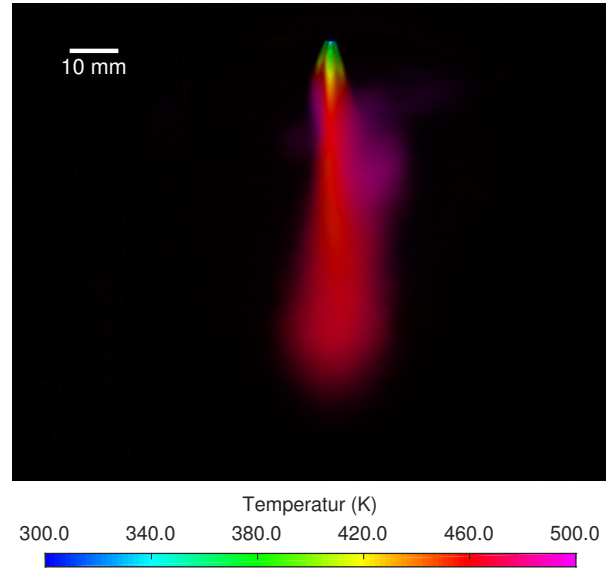


Abb. 4.28: DIT-Bild einer Methaneinblasung in voller Kameraauflösung. Umgebungstemperatur 470 K, absoluter Umgebungsdruck 0,4 MPa, Kraftstoffdruck 15 MPa, Injektortemperatur 370 K, Integrationszeit $300\mu\text{s}$, $600\mu\text{s}$ nach optischem Beginn der Eispritzung. Die Emissivität ist auf ein Intervall von 0 bis 0,3 beschränkt.

Die Mehrlochgeometrie des Injektors aus Abb. 4.28 ist im entstehenden Temperaturprofil sichtbar: Der massereiche Mittelstrahl braucht aufgrund seines großen Massenstroms eine gewisse Zeit, bis er vom umgebenden Gas erwärmt werden kann. Ganz im Gegensatz zu den Bereichen zwischen den drei sichtbaren Gasstrahlen, hier können höhere Temperaturen detektiert werden. Die beiden seitlichen Strahlen sind im Vergleich zum Zentralstrahl schneller aufgeheizt. Wenig überraschend ist die nach rechts verwehte Gaswolke besonders heiß: Zum einen ist sie gut mit Umgebungsluft durchmischt, zum anderen ist sie direkt in Kontakt mit dem heißesten Gas in der Kammer, welches gerade die Queranblasung verlässt.

Im Helligkeitsprofil sind in der elektronischen Version dieser Arbeit leichte Dichtefluktuationen unterhalb des Injektors zu sehen (der Kontrastumfang typischer Drucke ist hier nicht ausreichend). Deutlicher wird dies sichtbar, wenn die Emissivität entlang der Strahlachse des Injektors wie in Abb. 4.29 aufgetragen wird. Hierbei bilden sich zeitlich stabile, periodische Strukturen in der Säulendichte aus. Die Ursache ist die Nachexpansion bei einer Einblasung mit einem Druckverhältnis von 38. Hier bilden sich ähnlich Abb. 2.11 annähernd äquidistante Schockrauten mit dazwischenliegenden Machscheiben aus. Die Amplitude der „Schwingungen“ klingt mit zunehmendem Abstand vom Injektor ab. Die höhere Emissivität wird dabei nicht nur durch die höheren Gasdichten an den Schockfronten erzeugt. Gleichzeitig sorgt der höhere Druck dafür, dass die einzelnen Absorptionslinien aus

4 Temperaturmessungen der Benzindirekteinspritzung und der Methandirekteinblasung

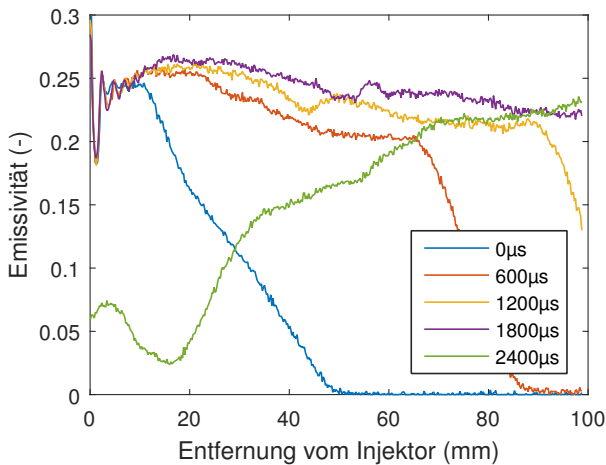


Abb. 4.29: Axialprofile der Emissivität einer Methan-einblasung mit Queranblasung. Umgebungstemperatur 470 K, absoluter Umgebungsdruck 0,4 MPa, Kraftstoffdruck 15 MPa, Injektortemperatur 370 K, Integrationszeit 300 µs, Öffnungsdauer des Injektors 2 ms.

Abb. 4.26 breiter werden und somit das Gas bei gleicher Teilchenanzahl stärker absorbiert (zwar werden die einzelnen Maxima der Linien bei konstanter Teilchenzahl kleiner wenn der Druck zunimmt, gleichzeitig werden aber die „Lücken“ zwischen den Resonanzen aufgefüllt).

Der zeitliche Verlauf der Emissivität in Abb. 4.29 ist dabei erwartungsgemäß: Bis 2000 µs wird das sichtbare Volumen langsam mit Methan gefüllt. Die Integrationszeit von 300 µs sorgt dafür, dass es keine harte Kante für die Penetration gibt. Nach 2 ms schließt der Injektor wieder und der Kraftstoff in der Druckkammer entfernt sich vom Injektor. Ein Nadelpreller kurz nach dem Schließen des Ventils, welcher auch in den LIF-Aufnahmen sichtbar ist, sorgt für das lokale Maximum knapp unterhalb des Injektors in der Aufnahme bei 2400 µs.

Bei einem Vergleich der maximalen Emissivitäten aus Abb. 4.29 mit den Daten aus Abb. 4.27, wird eine Dicke von 2 cm bei atmosphärischen Bedingungen erwartet (Emission von 0,25 entspricht Absorption von 0,25 und damit 2 cm Absorptionsstrecke). Grob vereinfacht wird somit eine Dicke von einem halben Zentimeter bei 0,4 MPa und 298 K erwartet. Bei einer Einblasung, die näherungsweise rotationssymmetrisch ist, sollte die Strahlbreite dieser Dicke (0,5 cm) entsprechen. Für den Bereich unter dem Injektor, wo nur eine geringe Verdünnung durch Umgebungsluft vorliegt, ist die Breite des Strahls gleich der erwarteten Dicke aus der Emissivität, allerdings ist in dieser Argumentation die Gastemperatur komplett unberücksichtigt. Diese Berücksichtigung der Temperatur bei der Berechnung der Dicke ist allerdings nicht einfach möglich, da sich die Temperatur stark entlang der Wegstrecke des Lichts ändert. Durch die Temperaturänderung verändert sich sowohl die lokale

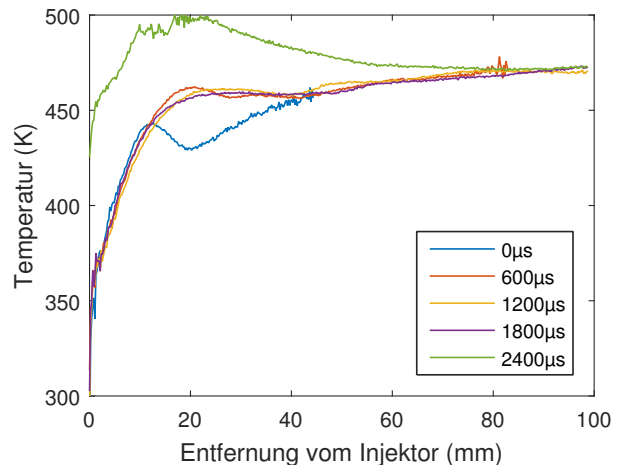


Abb. 4.30: Axialprofile der DIT-Temperatur einer Methan-einblasung mit Queranblasung. Umgebungstemperatur 470 K, absoluter Umgebungsdruck 0,4 MPa, Kraftstoffdruck 15 MPa, Injektortemperatur 370 K, Integrationszeit 300 µs, Öffnungsdauer des Injektors 2 ms. Nur Punkte mit einer Emissivität größer als 0,025 sind eingezeichnet (siehe Abb. 4.29).

Dichte als auch die mittlere Absorption.

Im Bereich zwischen 40 mm und 70 mm Entfernung vom Injektor bleibt die Emissivität für den Zeitpunkt 600 µs nach optischem Einblasenbeginn gemäß Abb. 4.29 leicht abnehmend. Gleichzeitig ist die Temperatur nach Abb. 4.30 konstant. Dies spricht für eine leicht abnehmende Dicke des Methanstrahls entlang der Richtung des Lichts (senkrecht zur Abbildungsebene). Allerdings wird die Breite des Strahls in diesem Bereich laut Abb. 4.28 deutlich größer. Nimmt man Zylindersymmetrie an, müsste die Breite mit zunehmender Entfernung laut den Emissivitätsdaten abnehmen statt zunehmen. Wie auch an den hohen Methantemperaturen ersichtlich ist, handelt es sich in diesem Bereich folglich um eine Stickstoff-Methan-Mischung. Die zusätzliche Stickstoffbeimischung sorgt dafür, dass die lokale Methandichte und damit auch die Säulendichte abnimmt und kleinere Emissivitäten gemessen werden, obwohl die Absorptionslänge steigt.

Zusätzlich zur Emissivität ist es auch möglich, sich die Temperaturdaten für die selben Punkte anzuschauen. Für alle Punkte mit einer Emissivität größer als 0,025 sind die Werte der Temperatur in Abb. 4.30 dargestellt. Die Abkühlung durch die Expansion ist sehr nah am Injektor sichtbar. Für Temperaturen unterhalb von 350 K ist das Signal-Rausch-Verhältnis der DIT gering, wodurch auch die Temperaturmessung leidet. Erkennbar ist dies an der stärkeren Fluktuation der Messwerte. Da die DIT die Temperatur entlang der Sichtlinie mittelt und hohe Temperaturen einen größeren Einfluss auf das Messergebnis haben (siehe Abb. 2.8) werden höhere Temperaturen

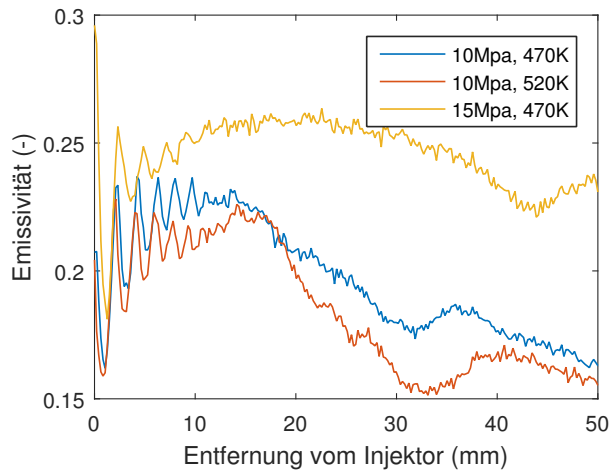


Abb. 4.31: Axialprofile der Emissivität für verschiedene Umgebungstemperaturen und Kraftstoffdrücke. Methaneinblasung mit Queranblasung, absoluter Umgebungsdruck 0,4 MPa, Injektortemperatur 370 K, Integrationszeit 300 μ s, 1200 μ s nach Beginn der Einblasung.

gemessen, als sie nach Gl. (2.52) erwartet werden würden.

Solange die Einblasung noch nicht abgeschlossen ist, ergeben sich quasistationäre Bedingungen für die Temperatur- und die Dichteverteilung, sofern die Spitze der Gaswolke ausgeklammert wird. Dies ist an den ähnlichen Temperaturverläufen in Abb. 4.30 erkennbar. Desweiteren werden lediglich 20 mm benötigt, damit die sichtbaren Schichten der Einblasung soweit aufgeheizt werden, dass kaum noch eine weitere Erhöhung der DIT-Temperatur stattfindet.

Die Überhöhung der Temperatur für die Kurve bei 2400 μ s in Abb. 4.30, über die Gastemperatur von 470 K hinaus, ist durch einen Rückgang der Präzision durch die verringerte Emissivität erklärbar. Dies ist an der stärkeren Fluktuation des Messsignals erkennbar. Weiterhin ist lediglich die mittlere Umgebungstemperatur in der Kammer 470 K. Die Kammer auf dieser Temperatur zu halten wird durch eine Queranblasung mit heißem Stickstoff erreicht. Die Vorlauftemperatur des Stickstoffs beträgt dabei 550 K, ein Großteil der Wärme geht entlang der circa anderthalb Meter langen Zuleitung durch Wandwärmeverluste verloren.

Die Emissivität einer Einblasung ist in erster Linie abhängig von der eingeblasenen Kraftstoffmenge. Für verschiedene Umgebungstemperaturen und Kraftstoffdrücke sind beispielhafte Emissivitäten in Abb. 4.31 dargestellt. Offensichtlich sorgt der anderthalbfache Kraftstoffdruck bei einer Erhöhung von 10 MPa auf 15 MPa für eine Erhöhung der Säulendichte und damit der Emissivität. Eine Erhöhung der Umgebungstemperatur sollte den Massenstrom durch den Injektor nicht beeinflussen, dementsprechend sind die Kurven für 470 K und 520 K in Abb. 4.31 ähnlich. Allerdings sorgt die geringere Tempe-

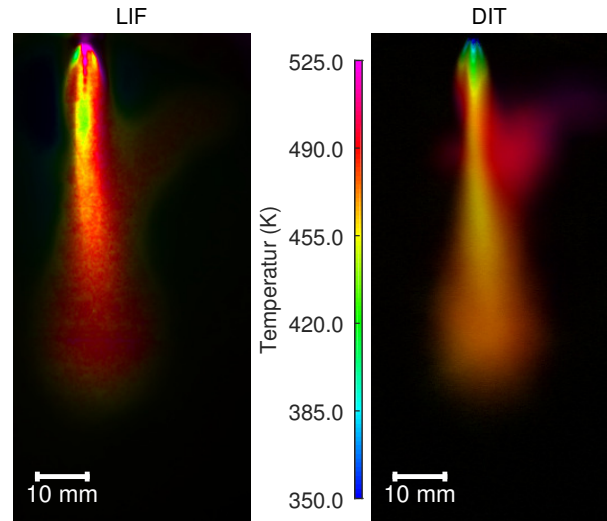


Abb. 4.32: Temperatur einer Methaneinblasung für DIT und LIF. Umgebungstemperatur 470 K, absoluter Umgebungsdruck 0,4 MPa, Kraftstoffdruck 10 MPa, Injektortemperatur 370 K, Integrationszeit 300 μ s (LIF-Bilder von 300 μ s gemittelt), 900 μ s nach Beginn der Einblasung, DIT-Emissivität von 0 bis 0,23.

ratur der Umgebung für eine leicht höhere Emissivität. Die Breite des Strahls für die zwei Umgebungstemperaturen ist in den ursprünglichen Bildern gleich und somit sollte die Weglänge des Lichts in Richtung senkrecht zur Bildebene gleich sein. Da sich trotzdem die Emissivität ändert, hat sich wahrscheinlich die lokale Temperatur oder die lokale Teilchendichte verändert.

Die entstehende Schockstruktur für runde Düsen sollte laut [Ris96] nur von der Wurzel des Druckverhältnisses zwischen Hoch- und Niederdruckreservoir und der Kompressibilität des Gases abhängen, siehe auch Gl. (2.51). Für asymmetrische Düsen können auch andere Größen wie die Gasdichte der Umgebung eine Rolle spielen. In Abb. 4.31 ist die Emissivität im Nahfeld des Gasstrahls für verschiedene Kraftstoffdrücke dargestellt. Bei einem Vergleich der unterschiedlichen Kraftstoffdrücke von 10 MPa und 15 MPa ist auffällig, dass der höhere Druck gemäß der Erwartung einen größeren Abstand der Schockstrukturen erzeugt. Der Faktor 1,5 im Druckverhältnis sorgt nach Gl. (2.51) für eine Veränderung der Längenskalen um den Faktor 1,22, es sollten sich also das fünfte Maximum der Kurve mit 15 MPa und das sechste Maximum der Kurve bei 10 MPa in der selben Entfernung zum Injektor befinden. Trotz der komplexen Strömung des Mehrlochventils ist dieser Zusammenhang in Abb. 4.31 sichtbar. Eine Erhöhung der Temperatur und die damit verbundene Absenkung der Dichte der Umgebungsluft sorgt hingegen für eine leichte Verkürzung der entstehenden Schockstrukturen.

Von besonderem Wert für die Temperaturbestimmung ist

ein Vergleich der Messungen mit LIF und mit DIT, wie in Abb. 4.32 dargestellt. Damit die Vergleichbarkeit der Bilder hergestellt ist, werden die Temperaturen und Intensitäten von zwölf aufeinanderfolgenden Zeitpunkten der LIF-Messung gemittelt (Abstand der Zeitpunkte 25 μ s. So entsteht ein Bild, welches die selbe zeitliche Auflösung wie die DIT-Aufnahmen mit einer Integrationszeit von 300 μ s hat. Beide Techniken liefern sehr ähnliche Strukturen und Temperaturen in der selben Größenordnung. Diese Art der Konsistenz ist wichtig für die DIT: Es bedeutet, dass eine Temperaturmessung an Methan wie in den theoretischen Vorüberlegungen dargestellt möglich und sinnvoll ist.

Auf den ersten Blick auffällig ist die unterschiedliche räumliche Ausdehnung des Strahls mit den beiden Messmethoden in Abb. 4.32 – vor allem quer zur Richtung der Einblasung. Hier spielen zwei Besonderheiten der Messverfahren eine herausragende Rolle: Zum einen ist die DIT empfindlich bezüglich der Säulendichte, während die LIF empfindlich bezüglich der Teilchenanzahl im Lichtschnitt ist. Da beispielsweise die Verwehung rechts vom Hauptstrahl sich in einen großen Bereich senkrecht zur Bildebene erstreckt, ist sie nur schwach im Lichtschnitt sichtbar, wohingegen sie deutlich in der Säulendichte zu erkennen ist.

Die geringfügig unterschiedliche Penetration hat vermutlich den einfachen Grund, dass mit der Integrationszeit von 300 μ s und einer unbekannten Verzögerung des Aufnahmestarts der IR-Kamera, die LIF- und DIT-Aufnahmen im Mittel 150 μ s voneinander abweichen können. Es sollte allerdings nicht außer acht gelassen werden, dass die Emissivität der DIT nicht proportional zur Säulendichte ist, sondern eine Halbierung der Säulendichte die Emissivität weniger als halbiert, siehe Abb. 4.27. Somit ist das Gewicht auf kleinen Konzentrationen in der Visualisierung von Abb. 4.32 größer für DIT als für LIF.

Ein Ausschnitt des düsen nahen Bereichs aus Abb. 4.32 ist in Abb. 4.33 vergrößert dargestellt. Wie in Abs. 4.3.1.2 bereits angemerkt, hat die Temperaturbestimmung mit der LIF Schwierigkeiten im Bereich direkt unter der Düse. Hier werden entgegen der Erwartung hohe scheinbare Temperaturen aufgrund der Reflexion von Laserlicht an den Dichtegradienten gemessen (siehe Abs. 4.3.1.2 für Details). Die Position der Schockstrukturen ist als „Tropfenkette“ in den DIT-Aufnahmen zu erkennen. Wird die Auswertung auf einen kleinen Bereich der Emissivität eingeschränkt, so ist ersichtlich, dass die Schockstruktur fast an der selben Stelle zusammenbricht, an der die hohen Temperaturen der LIF in tiefe Temperaturen übergehen. Die tropfenförmigen Gebilde in LIF und DIT weisen den selben Abstand auf und werden in etwa an den gleichen Stellen gemessen, für einen genauen Vergleich der Position wäre eine höhere Kameraauflösung und eine absolute Ortskalibrierung notwendig.

Abschließend sei noch einmal auf die Unterschiede zwischen verschiedenen Einblasebedingungen einge-

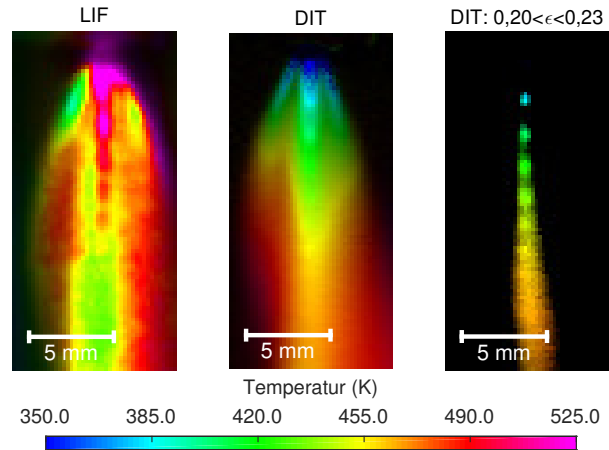


Abb. 4.33: Temperatur einer Methaneinblasung für DIT und LIF, Ausschnitt unter Injektor. DIT-Emissivität ist in der Darstellung rechts zur besseren Visualisierung auf Intervall von 0,20 bis 0,23 eingeschränkt. Siehe Abb. 4.32.

gangen. Für DIT und LIF sind in Abb. 4.34 die zweidimensionale Temperaturverteilung zu verschiedenen Zeitpunkten und bei zwei Kraftstoffdrücken und zwei Umgebungstemperaturen aufgetragen. Die Betrachtung des Falles mit 5 MPa und 470 K fördert ein charakteristisches Verhalten der Queranblasung zu Tage: In den DIT-Bildern ist erkennbar, dass die Temperatur entlang des Hauptstrahls sich von sehr kühl unter der Düse bis zu heiß entwickelt. An der Stelle, an welcher der linke Teil der Einblasung nach rechts geweht wird, steigt die Temperatur dabei kurzzeitig an. In den LIF-Bildern ist an dieser Stelle überhaupt keine Temperaturerhöhung sichtbar. Hier können die einzelnen Stärken von LIF und DIT perfekt miteinander kombiniert werden: Die DIT ist sensitiv entlang des Pfades des Lichts, dementsprechend erkennt sie das Vorbeiwegen des heißen Kraftstoffes von links vor dem Hauptstrahl und die Temperatur erscheint höher. Die LIF hingegen ist nur sensitiv in der Lichtschnittebene und ist unbeeinflusst von der Strömung außerhalb der zentralen Ebene. Folglich kann kein Vorüberwehen der linken Gasstrahlen detektiert werden. Auf der rechten Seite erreicht die Strömung allerdings wieder die Mittelebene. In diesem Bereich können sowohl mit LIF als auch mit DIT die Kraftstoffkonzentration und -temperatur gemessen werden.

Sichtbar wird die Komplementarität zwischen LIF und DIT auch beim Vergleich der Messung bei 5 MPa, 470 K und der Messung bei 5 MPa und 520 K in Abb. 4.34. Durch die heißere Queranströmung heizt sich der Kraftstoff bei 470 K in den DIT-Aufnahmen scheinbar schneller auf als in den LIF-Bildern. Insbesondere der Teil des Gases, der nach rechts verweht wird und direkt mit dem heißen Stickstoff in Kontakt kommt, zeigt die höchsten Temperaturen. Die selben Zeitpunkte mit LIF zeigen, dass diese Überhöhung der Temperatur rechts vom Zentralstrahl mit diesem

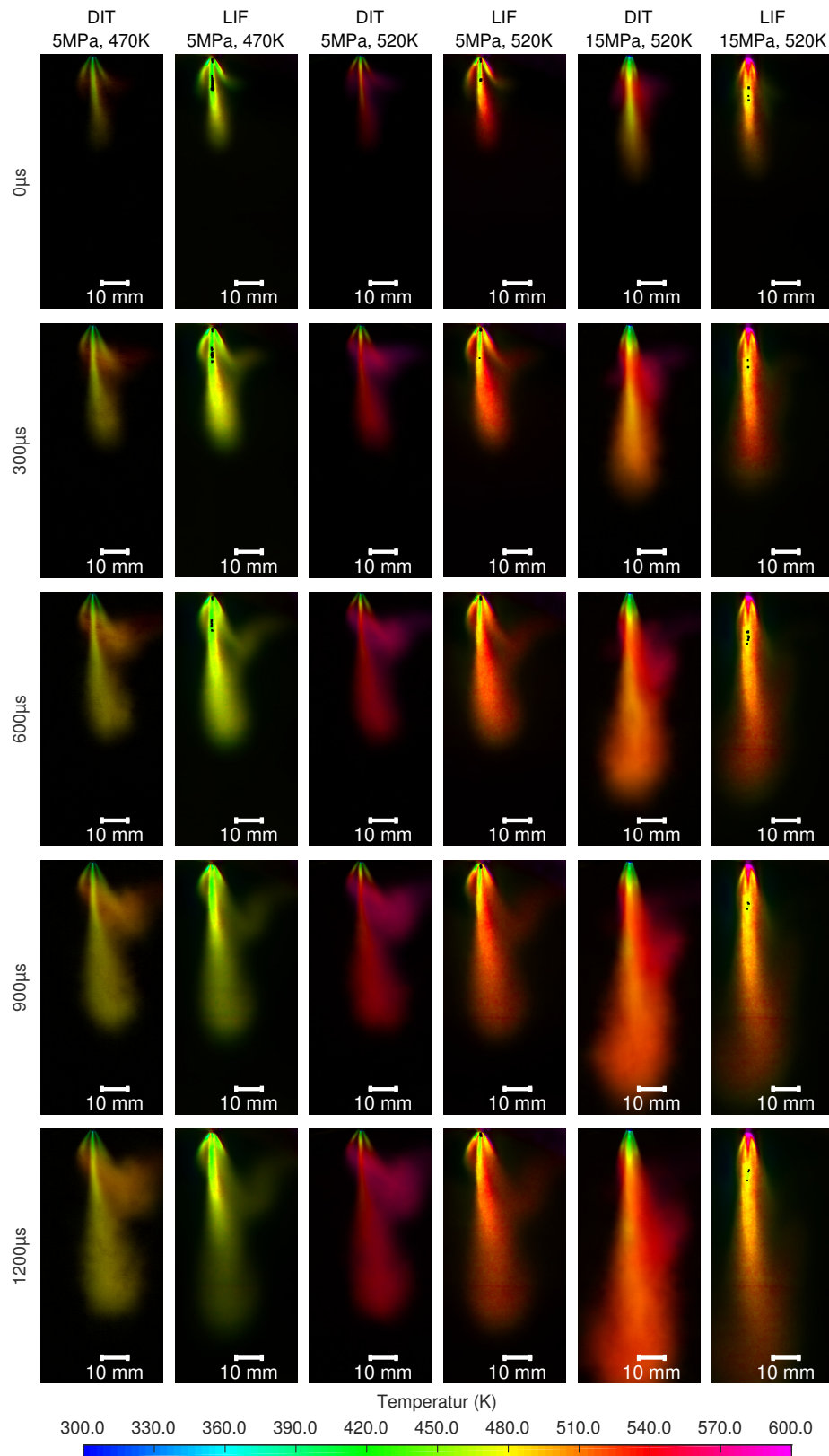


Abb. 4.34: Temperatur einer Methaneinblasung für DIT und LIF. Absoluter Umgebungsdruck 0,4 MPa, Injektortemperatur 370 K, Integrationszeit 300 μs (LIF über 300 μs gemittelt), DIT-Emissivität von 0 bis 0,23. Zeit nach optischem Beginn der Einblasung, Kraftstoffdruck und Umgebungstemperatur sind oben in Abb. vermerkt.

Messverfahren nicht sichtbar ist: Der Anteil an Kraftstoff, der besonders heiß ist, ist gut mit dem Stickstoff der Kammer durchmischt und befindet sich dementsprechend nicht in der mit der LIF beobachteten Mittelebene. Generell verläuft die Erwärmung, wie sie die LIF misst, weniger schnell und die Temperaturen sind niedriger. Da nur die Mittelebene ausgewertet wird, wo ein Gaseintrag durch die Abschattung des massereichen Mittelstrahls schwach ist, ist dieser Effekt vermutlich kein Artefakt der Messung, sondern entspricht der tatsächlichen Temperaturverteilung in der Lichtschnittebene.

Für einen Kraftstoffdruck von 15 MPa steigt die gemessene Intensität in der DIT durch die höheren Säulendichten an. Dies ist in einem größeren Hellwert der entsprechenden Zeitschritte in Abb. 4.34 sichtbar. Die Intensität der LIF-Messungen ist auf ein Intervall von 1 % bis 99 % skaliert und erscheint somit gleich hell wie die Bilder bei niedrigeren Drücken. Theoretisch wäre auch hier eine Messung der erhöhten Kraftstoffkonzentration möglich, allerdings lassen dies die Schwankungen der Pulsenergie des verwendeten Lasers nicht zu. Der verwendete Energiemonitor ist zwar in der Lage kleinere Schwankungen auszugleichen, die Pulsenergie des Lasers verändert sich aber von Messung zu Messung teilweise um eine Größenordnung. Einige Messungen mussten sogar abgebrochen werden, da nicht mehr genügend Pulsenergie zur Verfügung stand.

Abgesehen davon zeigen sich in Abb. 4.34 die schon bekannten Tendenzen zwischen DIT und LIF: Die Erwärmung in den DIT-Bildern erfolgt schneller und die horizontale Ausbreitung ist für DIT größer als für LIF (die Penetration sollte nur mit Vorsicht verglichen werden, da wie erwähnt der Zeitpunkt des Beginns der Einblasung in der DIT mit den vorhandenen Messdaten nicht hinreichend genau bestimmt werden kann). Die hohen Temperaturen unter der Düse bei LIF-Messungen treten nur bei großen Druckverhältnissen auf. Dementsprechend ist diese Temperaturüberhöhung bei einem Kraftstoffdruck von 5 MPa nicht sichtbar. In einer Auswertung wie sie in Abb. 4.29 dargestellt ist, sind für 5 MPa mittels DIT auch keine Schockstrukturen messbar.

4.4 Zusammenfassung

Ein verbesserter Algorithmus zur Aufnahme und Auswertung von DIT kann Messungen mit beliebig vielen Referenztemperaturen auswerten. Die Präzision (Wiederholbarkeit der Messwerte) steigt mit der Anzahl an Hintergrundtemperaturen. Die Richtigkeit der Messung (Nähe des Mittelwerts zum wahren Wert) ist durch das Benutzen einer Kalibrierungsfunktion gegenüber dem bisher verwendeten Stefan-Boltzmann-Ansatz verbessert. Genaue Zahlenwerte für Präzision und Richtigkeit sind in Abs. 5.4 dargestellt. Desweiteren kann gezeigt

werden, dass die Richtigkeit durch die Benutzung eines Wellenlängenfilters deutlich erhöht werden kann.

Die DIT-Auswertung liefert sowohl für Benzinsprays als auch für Methaneinblasungen sinnvolle Ergebnisse. Temperatur und Emissivität aus den DIT-Aufnahmen zeigen beispielsweise die schnellere Erwärmung von n-Hexadekan-Tropfen, die nur langsam verdampfen, und die Schockstrukturen einer überkritischen Gasströmung. DIT und LIF sind eine interessante Kombination für die Temperaturbestimmung, da hierbei die punktförmige Sensitivität von LIF mit der Wegstrahlintegration von DIT kombiniert werden kann. Somit können ohne den großen Aufwand einer langsamen Verschiebung des Laserlichtschnitts oder einem Tomographieansatz der DIT integrale Informationen mit punktuellen Informationen verglichen werden. Für die Erfassung von beliebigen dreidimensionalen Verteilungen benötigen allerdings beide Verfahren sehr viele Einzelmessungen.

Die Ergebnisse von LIF und DIT sind im Rahmen der unterschiedlichen Messgrößen miteinander kompatibel. Sowohl die räumlichen Strukturen als auch die auftretenden Temperaturen sind in der selben Größenordnung. Die dargestellten LIF-Messungen sind nur als Plausibilisierungsmessung vorgenommen worden und haben deswegen nicht den Anspruch hoher Qualität. Für einen exakten Vergleich der Temperaturen eignen sich die lokalen Temperaturen der LIF aufgrund der räumlichen Integration entlang der Sichtlinie bei der DIT auch nicht. Hierfür wäre eine sehr aufwändige dreidimensionale Temperatur- und Dichtemessung mit anschließender Integration notwendig.

Für zukünftige Anwendungen wäre es von besonderem Interesse, die Methaneinblasung mit einer LWIR-Kamera bei $7,5\mu\text{m}$ zu beobachten [NIST15a]. Hierbei handelt es sich um eine weitere Absorptionsbande von Methan, die aufgrund ihrer längeren Wellenlänge eine Messung von niedrigeren Temperaturen ermöglichen könnte. Die meisten kommerziell erhältlichen Kamerasysteme sind allerdings nicht für eine Messung in diesem Wellenlängenbereich ausgelegt, da Wasser in der Luft hier für eine beträchtliche Abschwächung von IR-Strahlung sorgt [Har99]. Auch für flüssige Kohlenwasserstoffe könnte eine solche Messung Vorteile bei tiefen Temperaturen bieten, auch wenn hier Messungen unterhalb der Raumtemperatur vor zusätzlichen Herausforderungen durch das Streulicht der Umgebung stehen.

5 Simulativ und experimentell ermittelte Temperaturverteilungen in Sprays

Experimente sind in der Wahl ihrer Randbedingungen durch physikalische Gegebenheiten begrenzt. Die DIT-Messungen aus Abs. 4 zeigen zwar den Einfluss wichtiger Parameter wie der Kraftstoffart auf die Temperaturverteilung in einem Spray. Allerdings sind die experimentellen Randbedingungen nicht so variabel, wie es wünschenswert wäre. Aus diesem Grund wird die Simulation der Benzindirekteinjection als Grundlage für weitere Parameteranalysen wie dem Einfluss der Tropfengröße, des Brechungsindex, der Wandtemperatur et cetera herangezogen. Außerdem soll überprüft werden, inwiefern Parameter der Simulation, wie die benutzten Verdampfungsmodelle, anhand der Messergebnisse validiert werden können.

Temperaturverteilungen können mit der DIT nur gemittelt über den Pfad des Lichtstrahls bestimmt werden. Andererseits ist die übliche Auswertung von Temperaturen aus der 3D-CFD-Simulation nur in der Lage Temperaturen an vorgegebenen Punkten im Raum auszuwerten. A priori sind damit die beiden Verfahren nicht vergleichbar. Ein Tomographieansatz könnte Temperaturen in den äußeren Schichten eines BDE-Sprays mit der DIT bestimmen (die optische Dichte ist in der Regel zu hoch, als dass Informationen aus der Mitte gewonnen werden könnten) und somit einen Vergleich von Simulation und Experiment zulassen. Allerdings ist der Messaufwand für Tomographie hoch und bei einem vergleichsweise langsamen Verfahren wie der DIT (circa zwei Stunden Messzeit pro Betriebspunkt der Einspritzung) wird die benötigte Messzeit so lang, dass eine praktische Durchführung mit der erforderlichen Anzahl an Perspektiven kaum möglich ist. Es steht jedoch der umgekehrte Weg offen: Statt die integralen Messdaten in lokale Informationen zu transformieren, können die lokalen Daten der Simulation recht schnell entlang hypothetischer Lichtpfade integriert werden. Mit diesem Verfahren können aus den Simulationsdaten synthetische DIT-Bilder erzeugt und mit experimentellen verglichen werden. Somit kommen die Daten der Simulation den Daten aus Experimenten deutlich näher und es kann erstmals eine sinnvolle Grundlage für den Vergleich von DIT-Experimenten und 3D-CFD-Simulationen geschaffen werden.

5.1 Aufbau: Simulationsumgebung

Die Simulationsumgebung, die zur Erstellung von synthetischen DIT-Bildern benutzt wird, beruht teilweise auf kommerziellen Produkten und teilweise auf Eigenentwicklungen: Grundlage ist eine Spraysimulation im kommerziell erhältlichen Programmpaket AVL Fire. Auf diesen Simulationsdaten setzt ein für diese Arbeit eigens geschriebenes Ray-Tracing auf, das DIT-Bilder erzeugt. Die generierten Daten aus der 3D-CFD-Simulation werden dazu zu den selben Zeitschritten extrahiert, wie sie für die Messung benutzt werden. Für jeden Zeitschritt sind somit aus der Simulation die Daten der räumlichen Verteilung der Dampf- und der Flüssigphase vorhanden. Damit die Rechenzeit des Ray-Tracing möglichst klein gehalten wird, geht der Berechnung noch eine Generierung eines optimierten Volumens nach dem Octree-Verfahren voraus [AGL91]. Die so gewonnenen Bilder werden mit dem selben DIT-Algorithmus ausgewertet, der auch für die Auswertung von experimentellen Daten genutzt wird.

5.1.1 AVL Fire

Für die Simulation des Sprays in der Druckkammer wird das in Fire (Version 2011) mitgelieferte Standard-Set-Up für Druckkammern in abgewandelter Form verwendet. Hierbei handelt es sich um eine Berechnung auf Grundlage von Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen mit Euler-Betrachtungsweise der Gasphase und Lagrange-Betrachtungsweise der Tropfen. Das Volumen umfasst knapp über 0,4 Millionen Gitterzellen in einem zylindrischen Volumen, alle Oberflächen haben als Randbedingung konstanten Druck, zur Berechnung der Turbulenz wird ein $k-\epsilon$ -Turbulenzmodell (siehe [FP02]) mit einer turbulenten kinetischen Energie pro Masse von $0,1 \text{ m}^2/\text{s}^2$ und einer Turbulenzlängenskala von $0,01 \text{ m}$ benutzt. Einige Anpassungen des Set-Ups an den benutzten Injektor sind selbstverständlich vorgenommen worden: Die Richtung der Strahlen, die Tropfengößenverteilung und die Öffnungswinkel der Spraykeulen sind aus bekannten Korrelationen zwischen der Injektorgeometrie und vorangegangenen Messungen an anderen Injektoren erfolgt. Ziel ist dabei nicht eine möglichst akkurate Simulation der Einspritzung, sondern ein Modell zu benutzen, das möglichst nah am aktuellen Stand der Technik in der Injektorentwicklung ist. Die hier verwendete Spraymodellierung diene in leicht abgewandelter Form auch der

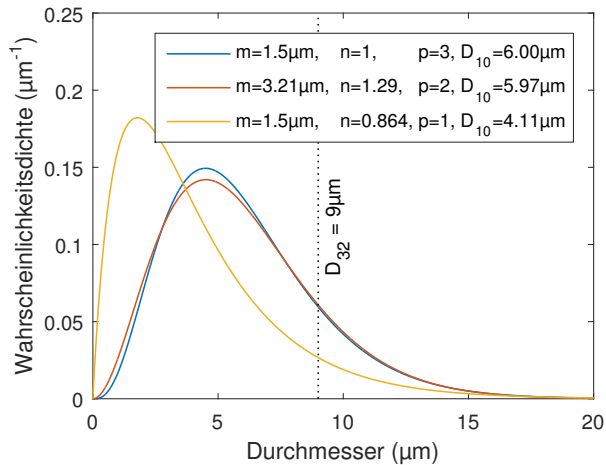


Abb. 5.1: Für die Simulation genutzte Tropfengrößenverteilungen. Die Legende zeigt Parameter für Gl. (2.54). Alle Verteilungen haben gemäß Gl. (2.55) einen Sauterdurchmesser von $9,0\mu\text{m}$, D_{10} ist der mittlere arithmetische Tropfendurchmesser. Zusätzlich wird eine Simulation mit einer δ -Verteilung bei $9\mu\text{m}$ durchgeführt (nicht dargestellt).

innermotorischen Sprayanalyse in [Kie+14].

Das verwendete Spraymodell ignoriert den Primärzerfall und startet direkt mit der Initialisierung von Tropfen gemäß einer Größenverteilung. Dabei werden nicht einzelne Tropfen simuliert, sondern Pakete mit ungefähr 10^4 Tropfen erzeugt und weiterverfolgt. Die erzeugten Pakete haben eine Weber-Zahl, die größtenteils unter zehn liegt (außer für Tropfen sehr nahe der Injektoröffnung). Somit sind die Tropfen stabil und es tritt kein sekundärer aerodynamischer Zerfall auf.

Die verwendete Tropfengrößenverteilung folgt einer Nukiyama-Tanasawa-Verteilung gemäß Gl. (2.54). Die Kurven sind in Abb. 5.1 dargestellt. Dabei sind in allen Verteilungen die Sauterdurchmesser ($9,00\mu\text{m}$) gleichgestellt, siehe Gl. (2.55). Die arithmetischen Mittelwerte der Nukiyama-Tanasawa-Verteilungen variieren von $4,11\mu\text{m}$ bis $6,00\mu\text{m}$. Die Tropfengrößenverteilung beruht auf einer Berechnung aus [Kie+14].

Zur Verifizierung werden die Simulationsergebnisse mit Mie-Streulicht-Aufnahmen abgeglichen. Ein beispielhafter Vergleich der Penetration für verschiedene Umgebungsbedingungen ist in Abb. 5.2 dargestellt. Die verwendeten Drücke und Temperaturen entsprechen dabei ungefähr den Bedingungen, die bei einem Otto-Motor während der Kompression auftreten. Also jene Punkte, welche für ein geschichtetes Brennverfahren mit Benzindirekteinspritzung von hoher Relevanz sind. Momentan werden Mehrlochventile in Serienfahrzeugen allerdings nur für homogene Brennverfahren eingesetzt.

Die Aufnahmen in Abb. 5.2 sind mit 67500 Bildern

pro Sekunde mit einer Scharz-Weiß-Kamera im sichtbaren Spektrum aufgenommen. Die Beleuchtung erfolgt dabei von der rechten Seite durch eine Halogen-Metall dampf lampe. In den entstehenden Bildern sind folglich quasi ausschließlich die Tropfen sichtbar. Diese weisen im Vergleich zur Gasphase eine große Oberfläche und einen Brechungsindexsprung auf und sorgen dementsprechend für Streulicht. Die Ansicht erfolgt so, dass der Injektor auf die Kamera zugerichtet ist (Injektorachse senkrecht zur Bildebene).

Mit steigender Temperatur und steigendem Kammerdruck sinkt in Abb. 5.2 wie erwartet die Penetration der Einzelstrahlen. Dafür sorgen sowohl die schnellere Erwärmung der Tropfen als auch der höhere Strömungswiderstand der Umgebung. Die Einzelstrahlen des Achtlochinjektors sind asymmetrisch ausgerichtet, wodurch die Nähe zur Zündkerze kompensiert wird. Dabei wird vor allem der Neigungswinkel der einzelnen Strahlen verändert, was in der gewählten Ansicht für eine scheinbar abweichende Penetration sorgt. Es ist unschwer zu erkennen, dass der Vergleich zwischen Simulation und Experiment in Abb. 5.2 nicht in allen Penetrationen und Kegelwinkeln der einzelnen Spraykeulen übereinstimmend ist. Allerdings ist für diesen speziellen Injektor auch kein detaillierter Abgleich zwischen Simulation und Experiment vorgenommen worden. Die Simulationsparameter beruhen auf bekannten Korrelationen von Lochlänge, Lochdurchmesser und Lochform der einzelnen Spritzlöchern zu den Spray-Parametern in der Simulation. Das Hauptaugenmerk dieser Arbeit liegt darauf, die Machbarkeit und die Vorteile des Ray-Tracing von 3D-CFD-Daten zum Abgleich mit DIT-Messungen nachzuweisen, dafür ist eine zu genaue Spray-Simulation nicht notwendig. Desweiteren wurde das Spray-Modell in sehr ähnlicher Art und Weise in [Kie+14] benutzt: Die Berechnungen in diesem Kapitel beruhen folglich auf einem typischen Modell, wie es in aktuellen Forschungsarbeiten benutzt werden würde. Weiterhin ist in Abb. 5.2 ein Vergleich von Masse und Streulicht dargestellt. Es ist wohl bekannt, dass diese Art der Darstellung ihre Unzulänglichkeiten hat [Lei+07], [Lei+09], [Lei+11]. Für einen groben Vergleich ohne ein intensives Post-Processing der Simulation ist sie aber trotzdem eine vernünftige Wahl.

5.1.2 Ray-Tracing

Für die DIT spielen laut Abs. 2.1.4 die Temperatur- und Absorptionsvermögensverläufe entlang eines Lichtstrahls die entscheidende Rolle. Insbesondere im IR ist ein Ansatz, der Strahlen von jeder Lichtquelle aussendet und sie verfolgt, bis sie auf den Kamerachip treffen, sehr rechenintensiv: Jedes Objekt mit einer Temperatur oberhalb des absoluten Nullpunkts sendet IR-Strahlung aus und ist somit eine Quelle von Licht. Dementsprechend bietet es sich an, die Lichtstrahlen von einem hypothetischen Kame-

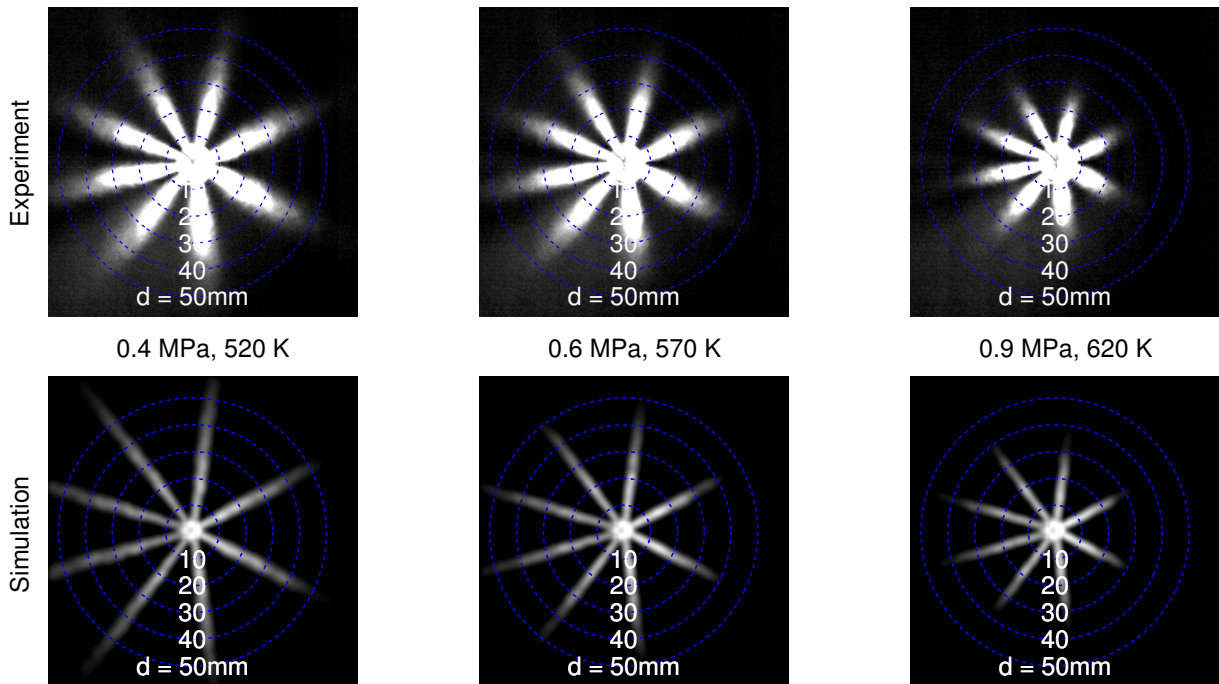


Abb. 5.2: Vergleich von simulierten und experimentell bestimmten Spraykeulen. Obere Reihe: Hochgeschwindigkeitsaufnahmen von Sprays. Aufgenommen mit sichtbarem Licht (Mie-Streulicht), gemittelt über 15-20 Bilder. Umgebungsdruck und -temperatur siehe Beschriftung. Untere Reihe: Akkumulierte Tropfenmasse von simulierten Spraykeulen. Kraftstoffdruck ist konstant 20 MPa.

rasensor zurück zu verfolgen und so aus der dreidimensionalen Strömungssimulation DIT-Bilder zu erzeugen.

Für das inverse Ray-Tracing werden die 3D-CFD-Daten aus Abs. 5.1.1 eingelesen. Zur Reduktion der Rechenzeit werden die vorhandenen volumetrischen Daten neu abgetastet. Die grundlegende Idee ist dabei, viele Datenpunkte an Stellen mit hoher Absorption und Streuung zu erzeugen und möglichst wenig Datenpunkte für Bereiche, in denen Lichtstrahlen ungestört transmittiert werden, zu erzeugen. Damit die Berechnung des Ray-Tracing dabei möglichst einfach bleibt, bietet es sich an, von einem würfelförmigen Volumen auszugehen. Dieses Volumen wird iterativ in weitere Subwürfel unterteilt.

Ein gut optimierter Algorithmus für diese Aufgabe ist HERO [AGL91]. Hierfür wird ein würfelförmiges Gebiet immer weiter in acht gleich große Würfel unterteilt, sofern Gas oder Tropfen in ihm vorhanden sind. Der entstehende sogenannte Octree ist schnell durchsuchbar und die Längen der Pfade in der jeweiligen Zelle sind schnell berechenbar.

Für die Octree-Erstellung wird das anfängliche würfelförmige Volumen geprüft, ob es eine Absorbanz von größer als 10^{-5} aufweist oder Tropfen darin vorhanden sind. Sollte eine der beiden Bedingungen zutreffen, wird der Würfel in acht weitere Würfel unterteilt und der selbe Test erneut vorgenommen. In der konkreten Implementierung des Verfahrens endet diese Rekursion sobald ein Würfel nicht

mehr unterteilt werden muss oder die kleinste Würfelgröße von 0,5 mm unterschritten wurde.

Zur Realisierung des Ray-Tracing wird ein Lochkammermodell gemäß Gl. (2.37) mit 1 m Entfernung zum Objekt benutzt um 1000 · 1000 Strahlen zu initialisieren. Diese Strahlen werden zu ihrem Ursprung zurückverfolgt. Dabei werden keinerlei Beugungs- oder Brechungseffekte berücksichtigt. (Dies ist einer der hauptsächlichen Nachteile des inversen Ray-Tracing, dass z.B. Helligkeitsunterschiede aufgrund von Linseneffekten nur schwer abgebildet werden können.) Für jeden Würfel aus dem HERO-Algorithmus, durch den der Strahl geht, werden nacheinander mehrere Operationen ausgeführt. Die Strahlung von Wand und Hintergrund werden dabei getrennt betrachtet, um im Nachhinein eine Veränderung der jeweiligen Temperaturen berechnen zu können. Es ist zu beachten, dass die Lichtstrahlen mit einer Intensität von null, einer Stärke s von eins, einer Wand- und Hintergrundstärke von null und einer beliebigen maximalen Streuordnung starten. Nacheinander werden folgende Schritte durchlaufen:

1. Erreicht der Lichtstrahl den Rand des größten Volumens, dann verbliebene Stärke zur Hintergrund- oder zur Wandstärke addieren. Abbruch.
2. Ist die Stärke des Lichtstrahls kleiner als 10^{-5} , dann Stärke zu Wandstärke addieren. Abbruch.
3. Berechnung der Länge l des Lichtstrahls im Würfel.

4. Erhöhung der Intensität des Lichtstrahls mittels der Absorption des Gases α um $I_{sk}(T_{gas}) s e^{-\alpha l}$, wobei I_{sk} die Intensität ist, die die Kamera von einem idealen schwarzen Körper sehen würde.
5. Veränderung der Stärke s des Lichtstrahls zu $s e^{-\alpha l}$.
6. Berechnung der tropfenbedingten Absorption pro Weglänge β_a und Streuung pro Weglänge β_s für eine homogene Tropfenverteilung im Würfel.
7. Erhöhung der Intensität des Lichtstrahls um $I_{sk}(T_{tropfen}) s (1 - e^{-(\beta_a + \beta_s)l}) \frac{\beta_a}{\beta_a + \beta_s}$.
8. Sollte Streuordnung größer null sein: Aussenden von gestreuten Lichtstrahlen der Stärke $s (1 - e^{-(\beta_a + \beta_s)l}) \frac{\beta_s}{\beta_a + \beta_s}$, Anzahl der Strahlen ist $1000 \cdot s$, maximal allerdings 100, maximale Streuordnung der neuen Strahlen ist um eins niedriger.
9. Gestreute Strahlen werden mit dem selben Algorithmus berechnet, danach werden die Ergebnisse gemittelt und zum Ursprungsstrahl addiert. Sollten null Streustrahlen gestartet worden sein, stattdessen reine Absorption und Emission der Tropfen annehmen.
10. Veränderung der Stärke s des Lichtstrahls zu $s e^{-l(\beta_a + \beta_s)}$.
11. Errechnen des nächsten Volumens über die Richtung des Lichtstrahls. Neubeginn des Algorithmus.

Schritt 1 sorgt dafür, dass Lichtstrahlen, die das Volumen verlassen, korrekt behandelt werden. Dazu wird der Anteil an Strahlung, der von der Wand kommt auf die verbleibende Stärke des Lichtstrahls gesetzt. Die Stärke beträgt immer zwischen null und eins und jeder Lichtstrahl startet mit einer Stärke von eins.

Schritt 2 bricht die Berechnung für Lichtstrahlen, die nur noch sehr schwach sind, ab. Dafür wird der Anteil an Strahlung von der Wand für diesen Lichtstrahl um die verbleibende Stärke des Lichtstrahls erhöht. Es handelt sich hierbei also um eine Näherung, die alle unbekannte Strahlung als von der Wand ausgehend betrachtet. Dies ist für DIT-Temperaturbestimmungen eine Worst-Case-Annahme. Die Abbruchstärke von 10^{-5} stellt sicher, dass der Einfluss dieser Näherung des restlichen Lichtstrahles fünf Größenordnungen kleiner ist als die Stärke aller anderen Absorptions-, Emissions- und Streuvorgänge des Lichtstrahls zusammen.

Schritt 3 berechnet die Länge des Lichts im Volumen l . Diese Größe ist sowohl für die Berechnung der Absorption, Streuung als auch Emission wichtig.

Schritt 4 sorgt für die Berücksichtigung der Emissionsstrahlung des aktuellen Volumens. Dazu wird die Intensität eines idealen Schwarzkörperstrahlers I_{sk} mit der Emissivität des Volumens multipliziert und zur Intensität des Lichtstrahls addiert. Da die Emissivität nach dem Kirchhoffschen Strahlungsgesetz gleich der Absorption ist, erfolgt die Gewichtung mit dem Faktor $e^{-\alpha l}$ und der noch verbleibenden Stärke des Lichtstrahls s . Die Größe α ist

dabei die Absorption pro Weglänge des Gases im Volumen.

Schritt 5 ändert die Stärke des Lichtstrahls um die Gasphasenabsorption. Die Korrektur der Lichtstrahlstärke ist notwendig, da halbdurchlässige Gebiete, die direkt vor der Kamera sind, einen höheren Einfluss auf die gemessene Intensität haben, als Gebiete die weiter hinten liegen und damit teilweise verdeckt sind.

Schritt 6 berechnet analog zu Schritt 4 die Absorptionswahrscheinlichkeit β_a und Streuwahrscheinlichkeit β_s für die Tropfen im Volumen. Diese Berechnung wird gemäß der Mie-Streutheorie mit einem gut verifizierten Code aus [BH08] (siehe Abs. 2.3) und den simulierten Tropfenpaketen aus Fire durchgeführt. Dabei wird der Brechungsindex des umgebenden Gases näherungsweise als 1 angenommen.

Schritt 7 erhöht die Intensität des Lichtstrahls um die Emission der Tropfen im aktuellen Volumen. Dazu wird die Lichtintensität eines idealen Schwarzkörperstrahlers I_{sk} mit der verbliebenen Stärke des Strahls s , dem Anteil der Absorption (und somit Emission) an der Extinktion $\beta_a / (\beta_a + \beta_s)$ und der Extinktion durch Tropfen $(1 - e^{-l(\beta_a + \beta_s)})$ gewichtet. Zusammen ergeben Anteil der Absorption an der Extinktion und Extinktion die Absorption und somit die Emissivität.

Schritt 8 sorgt für die korrekte Behandlung der Streuung. Hierfür werden $1000 \cdot s$ Strahlen, maximal allerdings 100 Strahlen, gestartet. Die maximale Streuordnung dieser Streustrahlen wird um eins erniedrigt, damit Mehrfachstreuung nur bis zu einer gewissen Streuordnung berechnet wird. Die Stärke dieser Lichtstrahlen ist gleich der Stärke des ursprünglichen Lichtstrahls s multipliziert mit dem Anteil an Streuung an der Extinktion $\beta_s / (\beta_a + \beta_s)$ und der Extinktion durch Tropfen $(1 - e^{-l(\beta_a + \beta_s)})$. Die Ursprungsorte der Streustrahlen liegen zufällig verteilt im aktuellen Volumen und zeigen in zufällige Richtungen. Die Winkelverteilung der Streuung gemäß Abs. 2.3 wird dabei vernachlässigt und als isotrop angenommen. Für eine genaue Berücksichtigung der Verteilung müsste eine deutlich größere Anzahl an Streustrahlen gestartet werden, um die notwendige statistische Signifikanz der Berechnung zu erreichen. Abschnitt 5.3 betrachtet den Einfluss der Winkelverteilung genauer.

Schritt 9 wertet die Ergebnisse der Berechnung der Streustrahlen aus. Dazu wird die Intensität aller Streustrahlen gemittelt und zur Intensität des ursprünglichen Strahls addiert. Genauso wird die Hintergrund- und Wandstärke um die mittlere Hintergrund- und Wandstärke der Streustrahlung erhöht. Da die gestreuten Strahlen nicht mit einer Stärke von eins, sondern nur einem Bruchteil dessen gestartet wurden, kann direkt der Mittelwert addiert werden.

Schritt 10 korrigiert die Stärke des Lichtstrahls um die Extinktion durch die Tropfen im Volumen. Dazu wird die Stärke s mit dem Faktor $e^{-l(\beta_a + \beta_s)}$ multipliziert.

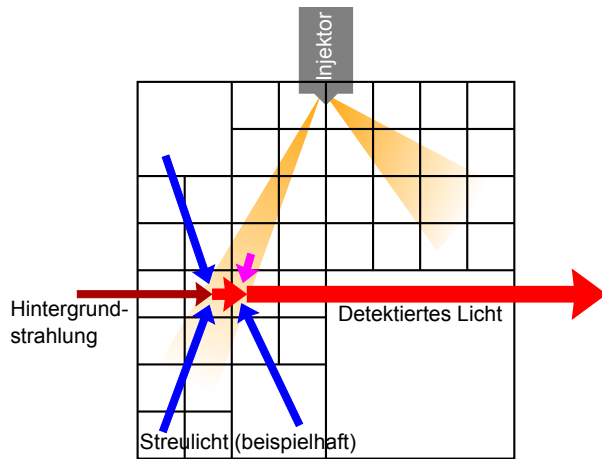


Abb. 5.3: Visualisierung des inversen Ray-Tracing. Details siehe Text.

Schritt 11 beendet den Algorithmus für das aktuelle Probevolumen. Dafür wird der Algorithmus mit dem nächsten Volumen durchgeführt das durch den Lichtstrahl erfasst wird.

Die Intensität eines einzelnen Bildpunktes ergibt sich anschließend aus der Intensität des entsprechenden Lichtstrahls. Zusätzlich wird die Intensität eines Schwarzkörperstrahlers $I_{sk}(T)$ mit der Hintergrund- und der Wandtemperatur addiert. Die Wand- bzw. die Hintergrundstärke dient dabei als Gewichtungsfaktor für die Addition. Da die ursprüngliche Stärke des Lichtstrahls eins beträgt und da Wand- und Hintergrundstärke, der Anteil des Lichts ist, der von Wand und Hintergrund herrührt, sind somit die einzelnen Einflüsse korrekt berücksichtigt. Der Einfluss der Wand- und Hintergrundtemperatur auf das entstehende Bild kann durch diese komplexere Vorgehensweise mit wenig Rechenleistung im Nachhinein ermittelt werden und ist auch der Grund für die getrennte Behandlung von Strahlung der Kammerwände und des Hintergrundes.

Eine schematische zweidimensionale Visualisierung des Ray-Tracing ist in Abb. 5.3 dargestellt. Das ursprünglich quadratische Volumen wird dabei solange in vier weitere Quadrate (in drei Dimensionen: 8 Würfel) unterteilt, bis kein Kraftstoff (orange) mehr im Volumen vorhanden ist. Somit ergibt sich ein adaptives Gitter. Ein Lichtstrahl (rot), der in die Kamera (am rechten Bildrand, nicht eingezeichnet) trifft, wird zurückverfolgt, bis er auf ein Quadrat mit Kraftstoff trifft. In diesem Quadrat wird der Anteil an Emission, Streuung und Transmission berechnet. Der transmittierte Strahl wird bis zum nächsten Element mit Kraftstoff weiterverfolgt, wo der Prozess analog durchgeführt wird. Der transmittierte Strahl beginnt in dem dargestellten Beispiel am Hintergrund (linker Rand, nicht dargestellt). Das Streulicht besteht aus ungefähr hundert Lichtstrahlen, die genau mit dem selben Algorithmus wie der ursprüngliche Strahl berechnet werden. Dabei können

Parameter	Wert	Quelle
Brechungsindex	1,338 - 0,0341i	[And00]
Gasabsorption	$5 \cdot 10^5 \text{ cm}^2 / \text{mol}$	[KJH07]
Molare Masse	100,2	[Lid04]

Tab. 5.1: Die wichtigsten Stoffdaten von n-Heptan bei $3,4 \mu\text{m}$ mit Angabe der verwendete Quelle.

die gestreuten Strahlen entweder von der Umgebung stammen (blaue Pfeile) oder von anderen Regionen des Sprays (magenta Pfeile).

Die Rechenzeit für ein Video einer Einspritzung (Dauer 1,5ms, ein Bild alle $50 \mu\text{s}$) beträgt mit dem in C++ implementierten Algorithmus wenige Stunden auf einem Rechner mit acht Kernen mit einer Taktfrequenz von 3,6GHz. Die Trennung von Hintergrundstrahlung, Wandstrahlung und Spraystrahlung während der Rechnung hat den Vorteil, dass mit wenig Aufwand der Einfluss von Wand- und Hintergrundtemperatur im Nachhinein berechnet werden kann. Die so entstehenden IR-Bilder werden mit dem selben Algorithmus wie in Abs. 4 in DIT-Bilder konvertiert.

Wichtig für eine akkurate Simulation ist es, die Stoffdaten gut zu kennen und gut verifizierte Berechnungsmodelle zur Verfügung zu haben. Beides gestaltet sich für die Verdunstung von Reinstoffen einfacher als für ein komplexes Gemisch wie Benzin. Aus diesem Grund werden alle Simulationen und das anschließende Ray-Tracing mit n-Heptan als Ersatzkraftstoff durchgeführt. Die relevanten Stoffparameter von n-Heptan sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

5.2 Ergebnisse der Simulation

Ein wichtiges Zwischenergebnis der Simulation sind die synthetischen IR-Bilder, die die Grundlage für die DIT sind. Beispielhafte Bilder dieser Art sind in Abb. 5.4 dargestellt. Da die DIT eine Hintergrundlichtquelle benötigt, sind Aufnahmen wie in Abb. 5.2 nicht möglich. Dementsprechend wird eine Ansicht gewählt, in der das Spray sich von oben nach unten durch das Bild bewegt, statt auf den Beobachter zu.

In Abb. 5.4 ist eine Einspritzung von kaltem Kraftstoff in eine heiße Umgebung dargestellt. Sowohl in der Simulation als auch im Experiment sind die runden Fenster der Druckkammer sichtbar. Unten rechts sind in den experimentellen Daten kleine Abweichungen aufgrund des ungleichmäßigen Hintergrundrauschens der Kamera erkennbar. Da für die DIT nur Differenzbilder ausgewertet werden, ist diese Ungleichverteilung in erster Näherung zu vernachlässigen. Es gibt sowohl Bereiche, in denen das Spray dunkler als der Hintergrund erscheint, als auch

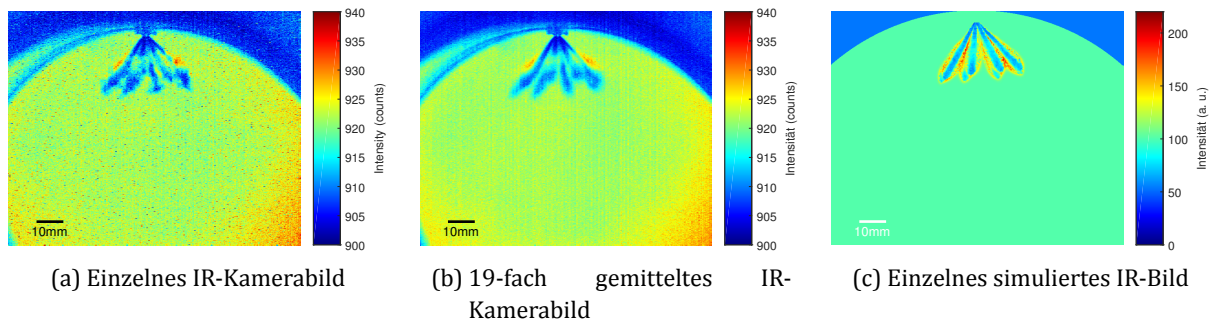


Abb. 5.4: Experimentelle und simulierte IR-Bilder. Die Kamerabilder haben eine Auflösung von $640 \cdot 512$. Umgebungsdruck 0,4 MPa, Umgebungstemperatur 520 K, $300 \mu\text{s}$ nach optischem Beginn der Einspritzung, Integrationszeit $25 \mu\text{s}$, Wandtemperatur 415 K, Hintergrundtemperatur 443 K, Kraftstofftemperatur 370 K, Kraftstoffdruck 20 MPa.

Bereiche, in denen das Spray heller als der Hintergrund erscheint (z. B. die rötlichen Gebiete links und rechts vom Spray in Abb. 5.4b). Wird der Transmissionskoeffizient der Fenster vernachlässigt, so sind die bläulichen Bereiche kälter als die Hintergrundtemperatur von 443 K und die rötlichen Bereiche wärmer als 443 K. Die Simulation (Abb. 5.4c) zeigt ein ähnliches Bild, allerdings sind hier die heißen Bereiche um die einzelnen Keulen der Einspritzung angeordnet, da ein Aufwärmen des Sprays hauptsächlich durch den Eintrag von heißem Gas aus der Umgebung verursacht wird.

Ein im ersten Moment unerwartetes Verhalten des Sprays ist für die zwei mittleren Strahlen in Abb. 5.4 sichtbar: Ausgehend vom Injektor zeigen sie eine geringe Intensität (dunkelblau), die dann ansteigt (hellblau) und nahe den Spitzen der Spraykeulen wieder zu geringer Intensität (dunkelblau) abfällt. Sowohl das Experiment als auch die Simulation zeigen diesen Trend. Hierbei handelt es sich wahrscheinlich um die Wirbel, die durch die Einspritzung induziert werden und sich wieder vom Spray ablösen. Dabei transportieren sie heißen Kraftstoffdampf in die Umgebung. Weiter stromabwärts dominiert wieder der Beitrag durch die spiegelnden, kühlen Tropfen, welche sich an der Spitze des Sprays ansammeln. Sowohl die Spiegelung der Kammerwand als auch die geringe Temperatur der Flüssigphase sorgen an dieser Stelle für eine geringe Intensität.

5.2.1 Vergleich von Simulation und Experiment

Über eine Variation der Hintergrundtemperatur wird aus Daten entsprechend Abb. 5.4 ein DIT-Bild generiert, Details zum verwendeten Algorithmus liefert Abs. 4.1.3. Für eine Abschätzung der Anwendbarkeit der entwickelten Werkzeugkette sind in Abb. 5.5 experimentelle und synthetische Daten für einen Zeitschritt nebeneinander dargestellt. In der Simulation sind die Ränder der Kammer sichtbar und im Experiment nicht: Das

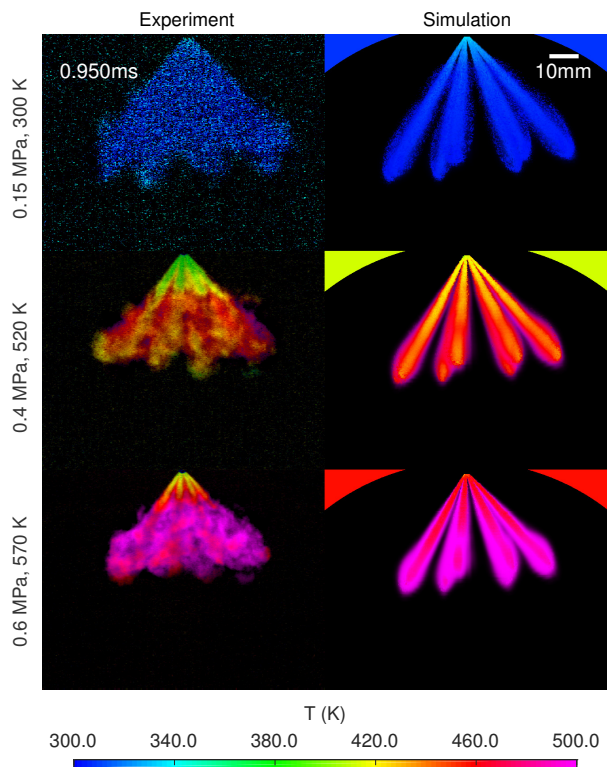


Abb. 5.5: Vergleich von simulierten und experimentellen DIT-Bildern einer n-Heptan-Einspritzung. Kraftstofftemperatur 370 K, Kraftstoffdruck 20 MPa, Integrationszeit $100 \mu\text{s}$ für oben links, $25 \mu\text{s}$ für mittig links und unten links. Umgebungsdruck und -temperatur sind vermerkt.

Experiment wertet Differenzbilder zum Hintergrund aus. In der Simulation erfolgt keine Differenzbildung, da es kein Kamerarauschen gibt, welches kompensiert werden müsste.

Bei der Betrachtung von Abb. 5.5 ist auffällig, dass im Experiment die einzelnen Spraykeulen nicht separiert

sind, während sie in der Simulation gut voneinander zu trennen sind. Bei der Betrachtung der Bereiche fern vom Injektor ist in den experimentellen Aufnahmen eine unregelmäßige Struktur erkennbar. Aus den vorangegangenen Aufnahmen im Sichtbaren (wie in Abb. 5.2) in denen die Strahlen klar separiert sind, folgt, dass es sich hierbei um die Dampfphase handeln muss. Der Kraftstoffdampf wird durch die erzeugte Turbulenz aus den Spraykeulen gerissen und führt dementsprechend zu Schwankungen in der DIT-Emissivität und DIT-Temperatur. In der Simulationen, die auf Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen beruht, ist die Schuss-zu-Schuss-Streuung nicht abbildbar. Darüber hinaus ist die Ausbreitung der Gasphase in den Experimenten weiter als in den Simulationen. Die Undurchsichtigkeit der Einspritzung ist für Versuche mit ähnlichen Injektoren und dem Schlieren-Verfahren bekannt [HMS99]. Generell hängt die Ausbreitung der Gasphase von den angenommenen Turbulenzwerten ab, welche für Versuche an Druckkammern experimentell nicht gut bekannt sind [Pei+15].

Die verschiedenen Umgebungsbedingungen in Abb. 5.5 entsprechen ungefähr den Werten während der Kompression in einem Otto-Motor. Ein Vergleich der Messungen zeigt, dass die experimentelle Temperaturbestimmung Probleme bei Temperaturen unter 370 K hat. Hier reicht auch eine von 25 μ s auf 100 μ s verlängerte Integrationszeit nicht aus, um das Bildrauschen auf einen akzeptablen Wert zu reduzieren. Dementsprechend sind die dargestellten Temperaturverteilungen nur bedingt aussagekräftig. Es ist schwach zu erkennen, dass die Wurzel des Sprays höhere Temperaturen als die Spitzen aufweist.

Der erwartete Rückgang der Penetration mit steigendem Druck ist in Abb. 5.5 sowohl in der Simulation als auch im Experiment gut zu erkennen. Da es sich im Otto-Motor näherungsweise um eine isentrope Kompression handelt, steigt mit steigendem Druck auch die Teilchendichte und dementsprechend wird das Spray schneller gebremst. Zusätzlich sorgt eine durch die Kompression gesteigerte Temperatur für eine schnellere Verdunstung, welche sich verkürzend auf die Penetration auswirkt.

Klar übereinstimmend sind Experiment und Simulation darin, dass die Temperaturen weit entfernt vom Injektor sich bereits während der noch laufenden Einspritzung an die Umgebungstemperatur genähert haben. Bei der Betrachtung der Strahlwurzel sind hingegen Abweichungen erkennbar: In der Simulation sind bei heißen Umgebungsbedingungen die Temperaturen an der Wurzel des Sprays hauptsächlich durch die Temperatur der Kammerwand gegeben. Im Experiment sind bei den selben Randbedingungen die gemessenen Temperaturen näher an der Kraftstofftemperatur von 370 K. Eine genauere Analyse dieses Effektes wird in Abs. 5.2.2 diskutiert.

5.2.2 Aussagekraft der DIT

Die Berechnung von synthetischen DIT-Bildern ermöglicht es, durch Parameterstudien die Aussagekraft von DIT zu bewerten. Bevor komplexe Parameter wie die in der Simulation verwendeten Verdampfungsmodelle untersucht werden können, sollte allerdings der Einfluss von grundlegenden Parametern zur Erstellung von synthetischen Bildern bekannt sein.

5.2.2.1 Streuordnung

Aufgrund der möglichen Mehrfachstreuung der Lichtstrahlen ist eine exakte Berechnung von synthetischen DIT-Bildern nahezu unmöglich. Hierbei ist zu bedenken, dass in der momentanen Implementierung des Ray-Tracing mit einer Gleichverteilung der Streuwinkel, ungefähr hundert neue Lichtstrahlen an jedem Streuzentrum ausgesendet werden. Insbesondere unterhalb des Injektors weist das Spray solch hohe Dichten auf, dass Photonen problemlos häufiger als dreimal gestreut werden [Ber06]. Für die Berechnung bedeutet dies, dass mehr als 100^3 , also mehr als eine Million, Strahlen pro Bildpixel simuliert werden müssten. Sollte eine Winkelverteilung der Streuung berücksichtigt werden, müssten noch mehr Lichtstrahlen bei der Streuung berücksichtigt werden.

Aus diesem Grund wird die Berechnung in der Regel auf eine gewisse Streuordnung, das heißt die Anzahl an maximal berechneter Streuung für einen Lichtstrahl, reduziert. Eine Streuordnung von null bedeutet, dass Streuung nicht berücksichtigt wird, Streuordnung eins berücksichtigt nur Einfachstreuung und so weiter. Der Abbruch der Streuordnungsberechnung ist nur deswegen berechtigt, weil jede Licht-Tropfen-Interaktion laut Abb. 2.9 ungefähr mit dem Faktor $\frac{1}{2}$ an Einfluss verliert (Hälfte Absorption, Hälfte Streuung). Grob genähert, trägt also die Hälfte der sichtbaren Strahlung ohne Streuung zur Intensität bei. Ein Viertel der Intensität wird durch Einfachstreuung verursacht, ein Achtel durch Dreifachstreuung usw. Der Einfluss von Streuordnungen sinkt schneller als $1/n$, die Summe aller Streuungen konvergiert (dies muss sie natürlich für ein physikalisch sinnvolles Ergebnis). Berechnet man lediglich Einfachstreuung hat man ungefähr 75 % des Einfluss auf die Intensität berücksichtigt. Zwischen zwei Streu-Events sorgt allerdings zusätzlich der verdampfte Kraftstoff für eine Absorption des Lichts, was in einer genaueren Abschätzung berücksichtigt werden sollte.

Für zwei beispielhafte Zeitschritte ist in Abb. 5.6 der Einfluss der Streuordnung auf die berechnete DIT-Temperatur dargestellt. Zur besseren Visualisierung wird die Differenz zur mit Dreifachstreuung berechneten Temperatur dargestellt. Ausgehend von den Argumenten im vorigen Absatz ist damit ca. 94 % des Strahlungsbeitrags zur Intensität eines Pixels berücksichtigt. Nicht mehr berechnete Streuordnungen werden als Wärmestrahlung

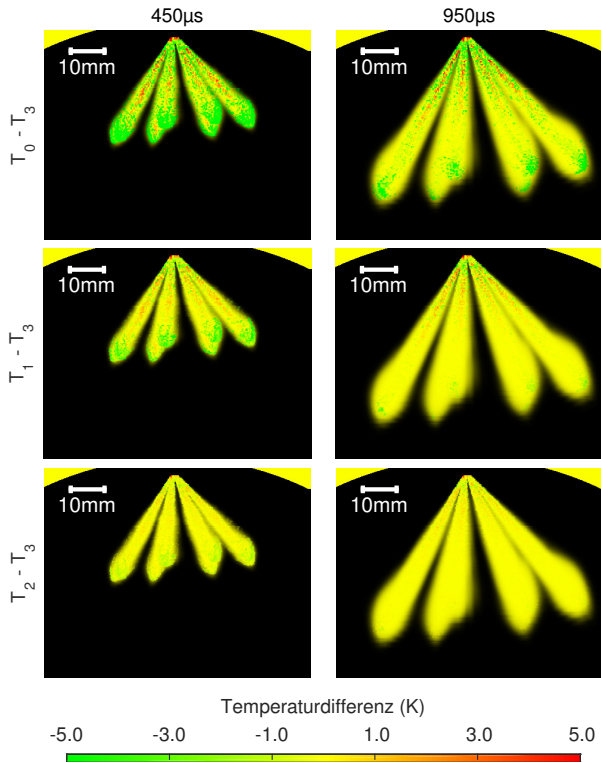


Abb. 5.6: Einfluss der Streuordnung auf die scheinbare Temperatur. Verschiedenen Zeiten nach optischem Einspritzbeginn, alle Berechnungen zeigen Differenz zu Dreifachstreuung $T_n - T_3$. Umgebungsbedingungen 0,6MPa und 570K, Wandtemperatur 455K, Kraftstofftemperatur 370K, Kraftstoffdruck 20MPa.

von der Kammerwand genähert: Der Algorithmus bricht die Berechnung ab und schlägt die verbleibende Strahlstärke der Stärke der Sichtbarkeit der Wand zu. Dies ist für die Genauigkeit der ermittelten DIT-Temperaturen eine möglichst konservative Abschätzung. Der Einfluss der Streuordnung ist dort am höchsten, wo die Verdunstung am geringsten ist: Zu frühen Zeitschritten nach Beginn der Einspritzung, nah am Injektor und an den Spitzen des Sprays, wo sich im Verlauf der Einspritzung Tropfen ansammeln. Im Experiment sind die Spitzen des Sprays in der Regel von Gas umgeben. In Fire werden Tropfen allerdings in Paketen einer Tropfengröße zusammengefasst. Dementsprechend sammeln sich die Pakete mit großen Tropfenradien, welche langsam verdampfen an der Spitze des Sprays.

Für den Zeitschritt 950µs nach dem optischen Beginn der Einspritzung in Abb. 5.6 sorgt die fortgeschrittene Verdunstung dafür, dass die Streuung eine schwächere Rolle spielt. Der Unterschied in der DIT-Temperatur zwischen keiner Streuung und Dreifachstreuung ist geringer als 5K und der Unterschied zwischen Einfach- und Dreifachstreuung ist bereits unterhalb von 1K. Weitere höhere Streuordnungen würden demzufolge nur

unwesentlich die ermittelte DIT-Temperatur verändern. Alle weiteren synthetischen Bilder dieses Kapitels sind mit einer maximalen Streuordnung von eins berechnet. Da die Wand in Abb. 5.6 115K kälter als das Gas in der Kammer ist, scheinen höhere Streuordnungen wärmer zu sein. (Der Beitrag der Wandtemperatur durch die konservative Abschätzung, dass die Strahlung von nicht berechneten Streuordnungen von der Wand stammt, nimmt ab.)

5.2.2.2 Wandtemperatur

Ein aussagekräftiger Versuch wäre das Ändern der Kammerwandtemperatur zwischen zwei DIT-Messungen. Allerdings ist es nicht möglich, dies experimentell gut kontrolliert durchzuführen (siehe Abb. 4.15), da die Kammerwand nicht in ihrer Temperatur geregelt werden kann, sondern sich lediglich ein Gleichgewicht zwischen heißem Gas im Inneren der Kammer und kühler Laborluft um die Kammer einstellt. Dieses Gleichgewicht stellt sich bereits während einer DIT-Messung ein, sodass nur einzelne IR-Bilder bei verschiedenen Wandtemperaturen wie in Abb. 4.15 miteinander verglichen werden können.

In der Simulation ist es dagegen problemlos möglich, solch einen Vergleich durchzuführen; Abb. 5.7 zeigt die entsprechenden synthetischen Bilder für verschiedene Wandtemperaturen. Als Referenz dient hierbei eine Simulation bei der die Wandtemperatur exakt der Hintergrundtemperatur entspricht – der Hintergrund umschließt in diesem Fall also effektiv den gesamten Aufbau und die Wand ändert also während einer DIT-Messung ihre Temperatur. Laut Abs. 5.3 ist die DIT-Temperatur in diesem Falle gleich der DIT-Temperatur ohne Streuung von Umgebungslicht. Die Emissivität erscheint kleiner als im Fall der konstanten Wandtemperatur. An der Wurzel der Einspritzung ist der Anteil an Streuung hoch, dementsprechend ist hier die Emissivität gering, das Spray erscheint dunkel. Weiter stromabwärts sorgt die einsetzende Verdunstung dafür, dass der Großteil des Kraftstoffes gasförmig vorliegt und Streuung vernachlässigbar ist. Die Emissivität des Sprays ist nahe an eins und die auftretenden Temperaturen sind in der Größenordnung der Gastemperatur.

Eine Extrapolation der Antoine-Gleichung für n-Heptan liefert bei 0,6MPa eine Siedetemperatur von ungefähr 450K [NIST15b]. Die Tropfen in Abb. 5.7 werden mit einer Temperatur von ungefähr 370K in das System eingebracht und erreichen eine Kühlgrenztemperatur von 380K – mit Ausnahme der Tropfen an den Strahlspitzen, die deutlich wärmer werden können. Keiner der Testfälle aus Abb. 5.7 ist in der Lage, diese Temperaturen zu reproduzieren. De facto befindet sich die DIT-Temperatur dicht an der Temperatur des dampfförmigen Kraftstoffes. Die Temperatur des Kraftstoffdampfes hängt dabei hauptsächlich von der Durchmischung mit dem umgebenden Gas ab. Die Temperatur des Dampfes ist folglich durch die Umgebungstempe-

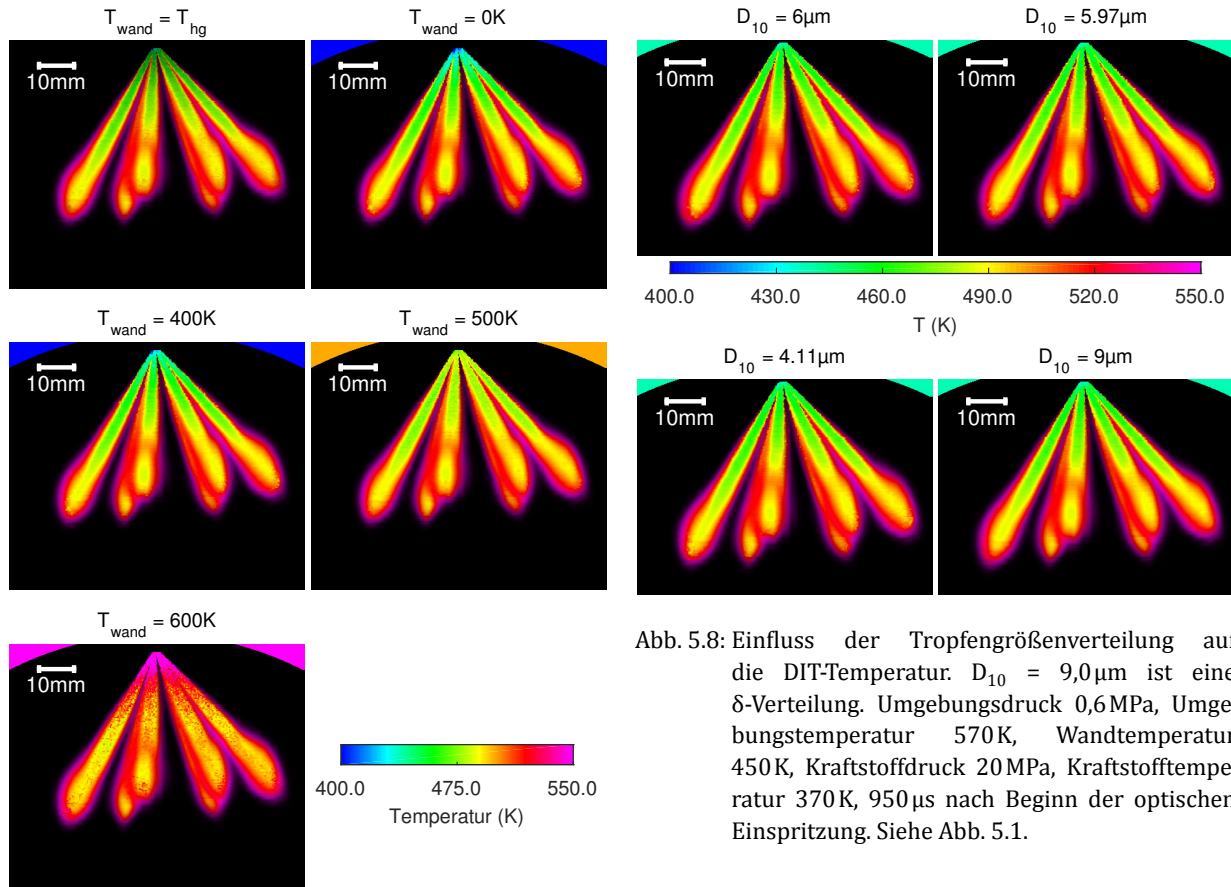


Abb. 5.7: Einfluss der Wandtemperatur auf die scheinbare Temperatur. Referenzfall mit Wandtemperatur T_{wand} gleich Hintergrundtemperatur T_{hg} . Umgebungsbedingungen 0,6MPa und 570K, Kraftstofftemperatur 370K, Kraftstoffdruck 20MPa, 950 μ s nach optischem Beginn der Einspritzung. Details siehe Text.

ratur bestimmt. Diese Temperatur kann in allen synthetischen Bildern und auch in den Experimenten reproduziert werden.

Für die Temperaturverteilungen mit einer konstanten Wandtemperatur in Abb. 5.7 ist im Vergleich zum Referenzfall auffällig, dass Temperaturen fern vom Injektor für die einzelnen Fälle ähnlich sind. Im Nahfeld ist wie nach Abs. 5.3 erwartet die gemessene Emissivität höher als im Referenzfall, dafür sind die gemessenen Temperaturen abhängig von der Wandtemperatur. Auch wenn die Kammerwand auf den absoluten Nullpunkt abgekühlt wird, ist ein Unterschied zum Referenzfall festzustellen. Gemäß des DIT-Algorithmus ist die gemessene Emissivität in Wirklichkeit die Extinktion von Hintergrundlicht. Hier spielen Streuung und Absorption eine Rolle. Für die Emission spielt allerdings nach dem Kirchhoffschen Gesetz nur die Absorption eine Rolle. Dadurch, dass der Algorithmus die Emissivität im Falle von Streuung überschätzt, liefert der Fall eines Sprays in einer strahlungsfreien Umgebung

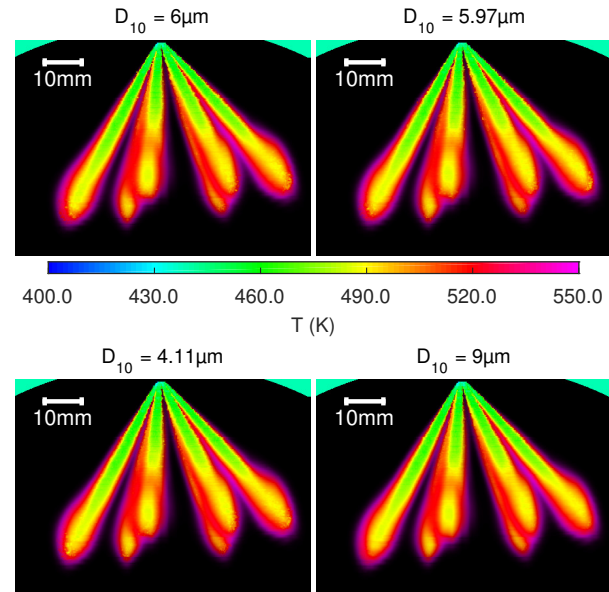


Abb. 5.8: Einfluss der Tropfengrößenverteilung auf die DIT-Temperatur. $D_{10} = 9,0\mu$ ist eine δ -Verteilung. Umgebungsdruck 0,6MPa, Umgebungstemperatur 570K, Wandtemperatur 450K, Kraftstoffdruck 20MPa, Kraftstofftemperatur 370K, 950 μ s nach Beginn der optischen Einspritzung. Siehe Abb. 5.1.

(0K) zu tiefe Spraytemperaturen.

Erhöht sich die Wandtemperatur in Abb. 5.7, so erhöht sich auch die ermittelte DIT-Temperatur. Weiterhin ist auffällig, dass hohe Temperaturen einen größeren Einfluss haben als tiefe Temperaturen. Unter Berücksichtigung der Planckschen Strahlungsformel bei 3,4 μ m (siehe Gl. (2.20)) und einem Tropfen, der eine gleiche Wahrscheinlichkeit für Streuung und Absorption hat, liefert der DIT-Algorithmus bei einer Tropfentemperatur von 400K und einer Wandtemperatur von 300K eine DIT-Temperatur, die 6% unter der tatsächlichen Tropfentemperatur liegt. Wird hingegen der selbe Tropfen in einer Kammer beobachtet, die 500K heiße Wände hat, so ist die DIT-Temperatur 17% über der eigentlichen Tropfentemperatur. Ursache ist der nichtlineare Zusammenhang zwischen Temperatur und Strahlungsleistung eines schwarzen Körpers im beobachteten Wellenlängenintervall bei den gegebenen Temperaturen.

5.2.2.3 Tropfengrößenverteilung

Die Größe hat, wie in Abb. 2.9 zu erkennen ist, einen entscheidenden Einfluss auf die Streueigenschaften eines Tropfens. Experimentell gestaltet es sich äußerst schwierig, den Einfluss der Tropfengröße zu bestimmen, da diese nur mit unverhältnismäßig hohem Aufwand geändert werden kann, ohne andere Parameter wie den

Brechungsindex (Änderung der Tropfengröße durch Änderung des Mediums), den Massenstrom (Änderung der Tropfengröße durch Änderung der Lochgeometrie des Einspritzventils) bei gleichbleibender Penetration und gleichbleibenden Umgebungsbedingungen zu beeinflussen. Der Einfluss der für die Initialisierung in Fire benutzten Tropfengrößenverteilung auf die DIT-Temperatur ist in Abb. 5.8 dargestellt. Alle verwendeten Verteilungen (sh. auch Abb. 5.1) haben den selben Sauterdurchmesser. Damit ist die Verdunstung, die vor allem durch das Oberfläche zu Volumenverhältnis der Tropfen beeinflusst wird, für die verschiedenen Verteilungen ähnlich. Die Unterschiede der Verteilung liegen in erster Linie im p -Parameter der Nukiyama-Tanasawa-Verteilung, siehe Gl. (2.54). Die Referenzverteilung aus [Kie+14] benutzt ein p von 3 ($D_{10} = 6\mu\text{m}$). In der Literatur sind allerdings p -Werte von 2 oder geringer häufiger vertreten [Gon+08]. Dementsprechend ist die Verteilung mit $p = 2$ in Abb. 5.1 aufgenommen ($D_{10} = 5,97\mu\text{m}$). Mit ihrem p -Wert von 1 stellt die dritte Verteilung den Sonderfall einer besonders breiten Verteilung mit vielen kleinen Tropfen dar ($D_{10} = 4,11\mu\text{m}$). Der umgekehrte Grenzfall einer besonders schmalen Verteilung wird durch die δ -Verteilung dargestellt ($D_{10} = D_{32} = 9,0\mu\text{m}$).

Bei der Betrachtung von Abb. 5.8 ist festzustellen, dass die DIT-Temperaturen von Tropfengrößenverteilung zu Tropfengrößenverteilung ähnlich sind. In einem direkten Vergleich sind Unterschiede in der Größenordnung von $\pm 10\text{K}$ sichtbar, allerdings gibt es keinen generellen Trend zu höheren oder tieferen Temperaturen in Abhängigkeit von der Tropfengrößenverteilung. Da Fire die Tropfen zu Paketen von einigen Tausend zusammenfasst, sind viele dieser Abweichungen lediglich Rauschen, das durch den Zufallszahlengenerator bei der Sprayinitialisierung erzeugt wird. Ein Trend ist jedoch im direkten Vergleich sichtbar: Größere Tropfen haben eine längere Lebensdauer und sorgen somit dafür, dass die Spitzen der Strahlkeulen kälter erscheinen. Aufgrund der leicht unterschiedlichen Penetration ist eine Darstellung der direkten Differenz, wie in Abb. 5.6 gezeigt, hierfür allerdings nicht sinnvoll.

Große Änderungen im Streulichtanteil und damit große Einflüsse der Tropfengrößenverteilung sind nicht zu erwarten, solange der Sauterdurchmesser konstant bleibt: Die Simulationen gehen vom selben Massenstrom durch den Injektor aus. Folglich ist das Volumen der Flüssigkeit nahe dem Injektor in allen simulierten Fällen gleich. Der Sauterdurchmesser ist nach Abs. 2.4.2 das Verhältnis aus gesamter Tropfenoberfläche und gesamtem Tropfenvolumen. Somit ist auch die Summe aller Tropfenoberflächen in diesem Bereich gleich. Der Anteil an Streulicht ist in erster Näherung allerdings proportional zur Gesamtoberfläche, somit ist auch der Anteil an Streuung ungefähr konstant. Laut Abb. 2.9 gibt es genau betrachtet zwar Abweichungen in der Streueffektivität von kleinen und großen Tropfen. Die Berechnungen aus Abb. 5.8

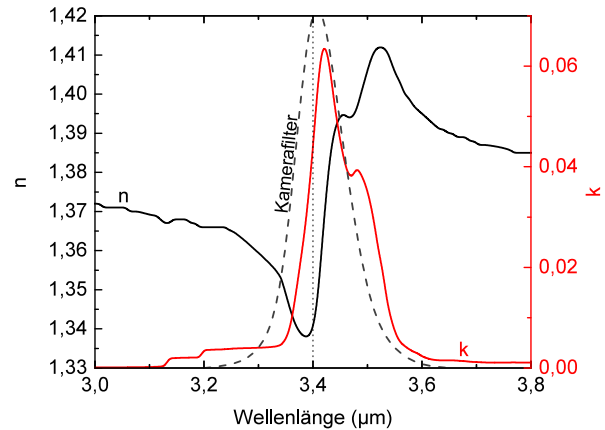


Abb. 5.9: Realteil und negativer Imaginärteil des Brechungsindex von n-Heptan. Zusätzlich ist CH-Filter der IR-Kamera eingezeichnet. Nach [And00]

zeigen aber, dass dies kaum einen Einfluss auf die DIT-Temperatur in der beobachteten Längenskala hat. Für Spraysimulationen ist dieses Ergebnis vorteilhaft: Die Ergebnisse der DIT-Temperatur zeigen keinen Trend in die eine oder andere Richtung, solange der Sauterdurchmesser gut genug bekannt ist.

5.2.2.4 Brechungsindex

Ebenso wie die Tropfengröße spielt für die Berechnung der Mie-Streuung der Brechungsindex eine entscheidende Rolle. Damit die Temperatur präzise bestimmt werden kann, ist wie in Abs. 4.2 gezeigt, eine hohe Absorption der IR-Strahlung wünschenswert. Dementsprechend sollte der Absolutwert des imaginären Brechungsindex hoch sein. Die typischen verwendeten Kohlenwasserstoffe besitzen allerdings im MWIR-Bereich Absorptionsspektren, bei denen die Absorptionsbanden nur einige hundert Nanometer breit sind [NIST15a]. Da der Realteil und der Imaginärteil des Brechungsindex über Kramers-Kronig-Beziehungen miteinander verknüpft sind, bedeutet dies, dass in dem für Messungen wichtigen Bereich Real- und Imaginärteil des Brechungsindex nicht konstant sein können. Umso wichtiger ist es, durch Simulationen diesen Einfluss des Brechungsindex zu bewerten.

Für n-Heptan sind Realteil und Imaginärteil des Brechungsindex in Abb. 5.9 dargestellt. Die Daten beruhen dabei auf einer Absorptionsmessung und einer anschließenden Berechnung des Realteils ausgehend von einer bekannten Stützstelle und den Kramers-Kronig-Beziehungen [And00]. Charakteristisch ist der Absolutwert des Imaginärteils dort am größten, wo die Ableitung des Realteils ihren maximalen Betrag hat. Der Wellenlängenfilter der Kamera ist dabei so gewählt, dass er einen möglichst großen Teil der Absorption für alle Kohlenwasserstoffe abdeckt.

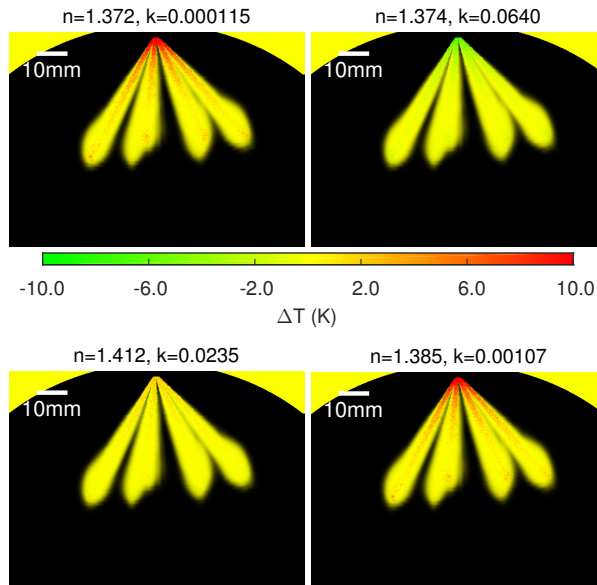


Abb. 5.10: Einfluss des Brechungsindex auf die DIT-Temperatur. Die Differenztemperatur $T_n - T_0$ zum Referenzfall bei $3,4\mu\text{m}$ mit $n=1,338$ und $k=0,0341$ ist dargestellt. Umgebungsdruck 0,6MPa, Umgebungstemperatur 570K, Wandtemperatur 450K, Kraftstoffdruck 20MPa, Kraftstofftemperatur 370K, 950 μs nach Beginn der optischen Einspritzung.

Eine komplette Betrachtung des physikalischen Problems würde für jede Wellenlänge aus Abb. 5.9 eine gesonderte Berechnung und anschließender gewichteter Mittelung mit der Transmissivität des Kamerafilters erfordern. Hierbei ist zu beachten, dass der Brechungsindex auch von der Tropfentemperatur abhängt. Wellenlängenaufgelöste Messdaten für den Brechungsindex von Flüssigkeiten im MWIR sind momentan allerdings nur für ausgewählte Reinstoffe bei Raumtemperatur verfügbar. Weiterhin geht die Berechnung der Streuquerschnitte davon aus, dass die Tropfen sich im optischen Vakuum ($n=1$; $k=0$) befinden. Dementsprechend ist die Simulation momentan nicht in der Lage, genaue Vorhersagen zu treffen. Eine Simulation bei einer Wellenlänge ist für Aussagen über Trends allerdings ausreichend.

Nichtsdestotrotz muss der Einfluss des Brechungsindex untersucht werden, sodass mögliche Fehlerquellen in der Simulation abgeschätzt werden können. Die Temperaturdifferenzen von verschiedenen Brechungsindizes relativ zum Referenzfall sind in Abb. 5.10 dargestellt. Dabei wird angenommen, dass der Brechungsindex sich ändert, die Wellenlänge allerdings konstant bei $3,4\mu\text{m}$ bleibt. So wird ein Einfluss auf die Streuquerschnitte durch die Veränderung der Wellenlänge vermieden. Die gewählten Werte für den Brechungsindex entsprechen Wertepaaren aus Abb. 5.9.

Vereinfacht gesagt sorgt eine Erhöhung des k-Wertes für

eine erhöhte Tropfenabsorption, wohingegen eine Erhöhung des n-Wertes dafür sorgt, dass die Reflexionen an den Oberflächen zunehmen und somit die Streuung größer wird. Der erwartete Trend für den Imaginärteil des Brechungsindex ist in Abb. 5.10 klar sichtbar: Ein geringer k-Wert korrespondiert mit einer hohen DIT-Temperatur an der Strahlwurzel, während ein hoher k-Wert für tiefere Temperaturen sorgt. Bei dem dargestellten Testfall handelt es sich um die Einspritzung von kaltem Kraftstoff in eine Kammer mit warmen Wänden und heißer Gasatmosphäre. Dementsprechend sorgt eine Reduktion der Absorption, welche normalerweise den Streuanteil erhöht, dafür, dass mehr Wärmestrahlung der heißen Kammerwände detektiert wird. Das Spray erscheint also wärmer.

Die Regionen in denen die Verdunstung weiter fortgeschritten ist, zeigen keinen Einfluss durch den Brechungsindex. Hier ist das Messsignal von der Absorption und Emission der Gasphase dominiert und diese ist in der Simulation unabhängig vom Brechungsindex der Flüssigkeit.

Der Realteil des Brechungsindex hat einen vergleichsweise nur schwachen Einfluss auf die beobachteten Temperaturen. Deutlich wird dies in der Temperaturverteilung unten links in Abb. 5.10. Dieser Testfall hat den höchsten n-Wert, während der k-Wert ähnlich zum Referenzfall ist. Trotzdem sind die auftretenden Temperaturabweichungen gering. Dieses Verhalten ist nicht unerwartet, unter Berücksichtigung, dass der Imaginärteil sich fast um zwei Größenordnungen ändert, während der Realteil sich nur in einem kleinen Bereich um den Faktor 1,4 ändert. Hierbei muss beachtet werden, dass nicht die absoluten Zahlenwerte entscheidend sind, sondern die Abweichung zur Umgebung ($n = 1$ und $k = 0$) für die Berechnung der Streuquerschnitte entscheidend ist.

5.2.2.5 Absorption der Gasphase

Ähnlich zum Brechungsindex spielt auch die Absorption in der Gasphase eine entscheidende Rolle in der Bestimmung der DIT-Temperaturen. Für einen gegebenen Stoff sind Absorption in der Gasphase und Brechungsindex nicht unabhängig voneinander, da beide durch die selben Molekülschwingungen verursacht werden. Allerdings gibt es keine allgemeingültige Formel für den Zusammenhang zwischen Absorption in der Flüssigkeit und in der Gasphase, die eine hinreichend hohe Genauigkeit hätte, damit das eine aus dem anderen berechnet werden könnte.

Aus diesem Grund ist in Abb. 5.11 der Temperaturunterschied der DIT relativ zum Standardfall mit einer Absorption von $5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2 / \text{mol}$ dargestellt [KJH07]. Der Einfluss einer Änderung der Absorption der Gasphase um $\pm 20\%$ ist deutlich: Die Temperatur ändert sich in etwa um $\pm 10\text{K}$. Die einzigen Lichtstrahlen, für die kein Einfluss

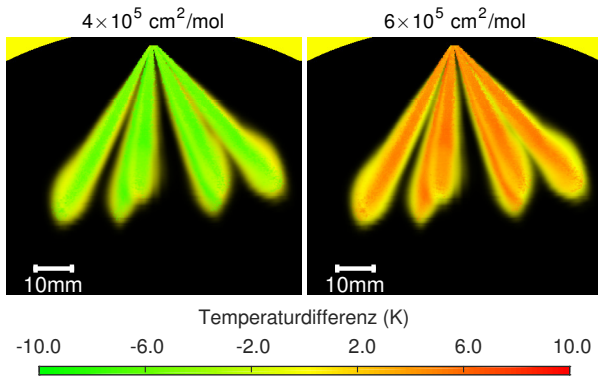


Abb. 5.11: Einfluss des Gasabsorption auf die DIT-Temperatur. Die Differenztemperatur $T_n - T_0$ zum Referenzfall bei $3,4\mu\text{m}$ mit $5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{mol}$ ist dargestellt. Umgebungsdruck 0,6MPa, Umgebungstemperatur 570 K, Wandtemperatur 450 K, Kraftstoffdruck 20MPa, Kraftstofftemperatur 370 K, $950\mu\text{s}$ nach Beginn der optischen Einspritzung.

messbar ist, interagieren nicht mit Tropfen. Die entsprechenden Bildpunkte sind als gelbe Umrandung des Sprays in Abb. 5.11 sichtbar. Die Emissivitätsbestimmung des DIT-Algorithmus ist in der Lage, die veränderliche Gasabsorption zu kompensieren. Dies klappt allerdings nur dann fehlerfrei, wenn keine Streuung entlang des Lichtstrahls auftritt. Mit steigendem Anteil an Streulicht steigen auch die Fehler der Temperaturbestimmung. Da für ein Spray flüssige und gasförmige Phase bis zur vollständigen Verdunstung kolokalisiert sind und da für den Großteil der Kraftstoffe auch die Absorptionsstärke im Gas und in der Flüssigkeit miteinander korrelieren, sollten absolute Temperaturen nur dann ausgewertet werden, wenn ein Einfluss von Tropfen auf das Messsignal ausgeschlossen werden kann.

Durch eine ansteigende Absorption in der Gasphase steigt die mit DIT gemessene Emissivität des Sprays. Die Emissivität wird durch den Einfluss von Strahlung des Hintergrunds auf die gemessene Intensität bestimmt. Hierbei kann entweder Hintergrundlicht direkt von dem Objekt transmittiert werden oder durch Streuung in die Kamera gelangen. Für die Gasphase gilt: Mit steigender Absorption der Gasphase sinkt ihre Transmissivität, also steigt die gemessene Emissivität. Streuung wird in Spraybildern fast ausschließlich durch Tropfen verursacht, da die Tropfen typischerweise auch von verdampften Kraftstoff umgeben sind, sorgt eine Erhöhung der Absorption in der Gasphase für eine Verringerung des Anteils an Streuung und somit auch für eine höhere Emissivität. Die Änderung der Emissivität kann mit dem Lambert-Beer-Gesetz, siehe Gl. (2.1), berechnet werden.

5.2.2.6 Verdampfungsmodelle

In AVL Fire sind diverse Verdampfungsmodelle implementiert, die teilweise andere Tropfentemperaturen in den Randbereichen des Sprays voraussagen. Der Vergleich der DIT-Temperaturen für verschiedene Verdampfungsmodelle und Umgebungsbedingungen ist in Abb. 5.12 dargestellt. Die Implementierung des Spalding-Modells in Fire funktioniert nur bei Temperaturen unterhalb der Siedetemperatur bei atmosphärischem Druck, dementsprechend kann nur der erste Fall berechnet werden.

Die Unterschiede der einzelnen Modelle sind in Abs. 2.4.3 dargelegt. Für die Auswertung von Abb. 5.12 ist ein genaues Verständnis der Verdampfungsmodelle allerdings nicht zwingend erforderlich. Ein Vergleich bei Umgebungsbedingungen von 0,15 MPa und 300 K zeigt Unterschiede in der DIT-Temperatur, die kleiner als 10 K sind. Ein Vergleich mit Abb. 5.5 zeigt, dass bei 300 K die Sensitivität der Kamera für eine Falsifizierung der Modelle nicht hoch genug ist.

Bei höheren Umgebungstemperaturen gewinnt die Verdampfung einen größeren Einfluss auf die Sprayentwicklung. Dementsprechend ergibt sich bei 520 K und 570 K in Abb. 5.12 ein Trend zu kälteren oder wärmeren Temperaturen an allen Strahlspitzen. Diese sind am ehesten durch die Verdampfungsmodelle beeinflusst. Für das Dukowicz-Modell wird hier eine Erhöhung der Temperatur gemessen, während das Frolov-Modell an den Strahlspitzen leicht kältere Temperaturen vorhersagt. Diese Ergebnisse sind auch von der veränderten Penetration der flüssigen Phase beeinflusst. Der Trend zur geringeren Verdampfung und damit zu kälteren Temperaturen des Frolov-Modelles ist auch an der Strahlwurzel sichtbar: Hier sorgt eine geringere Verdampfung für einen größeren Anteil an Streulicht, der wiederum für eine tiefere DIT-Temperatur sorgt.

Ein Großteil der Abweichungen der einzelnen Verdampfungsmodelle, die in Abb. 5.12 dargestellt sind, ist vermutlich durch den Zufallsgenerator bei der Tropfeninitialisierung verursacht. Die Verteilung wärmerer und kälterer Zonen erscheint größtenteils zufällig; klare Tendenzen sind nicht auszumachen. Die Abweichungen sollten dementsprechend nicht als physikalischer Effekt interpretiert werden. Zusammengefasst wird festgehalten, dass die Trends ähnlich zu denen bei einer Änderung der Tropfengrößenverteilung sind. Die Berechnungen und DIT-Messungen können also nicht dazu benutzt werden, eines der in Fire implementierten Verdampfungsmodelle zu falsifizieren. Dies gilt besonders unter Beachtung der nicht korrekt vorhergesagten Verteilung des Kraftstoffdampfes in Abb. 5.5. Eine verbesserte Modellierung der Turbulenz in der Druckkammer sollte also eine höhere Priorität erfahren als eine korrekte Näherung für die Tropfenverdunstung. Alle Bilder in Abb. 5.12 sind ähnlich und weisen alle Unterschiede zum Experiment auf.

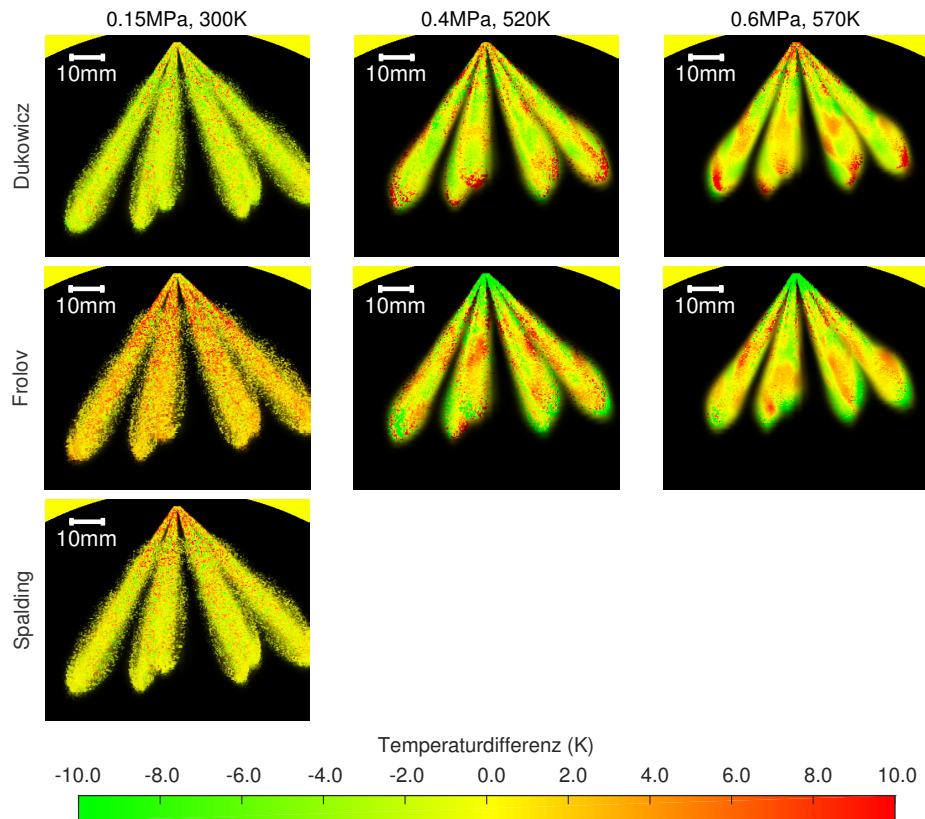


Abb. 5.12: Einfluss des Verdampfungsmodells auf die DIT-Temperatur. Die Differenztemperatur $T_n - T_0$ zum Referenzfall des Abramzon-Verdampfungsmodells ist dargestellt. Umgebungsdruck 0,6 MPa, Umgebungstemperatur 570 K, Wandtemperatur 450 K, Kraftstoffdruck 20 MPa, Kraftstofftemperatur 370 K, 950 μ s nach Beginn der optischen Einspritzung.

5.2.2.7 Kraftstofftemperatur

Zum Abschluss der Parameteranalyse soll noch ein Vergleich zwischen der simulativen und der experimentellen Variation einer Messgröße eingegangen werden. Eine der wenigen Größen für die solch ein Vergleich mit vertretbarem Aufwand möglich ist, ist die Kraftstofftemperatur. Zwar kann im Experiment diese Temperatur nicht direkt beeinflusst werden, der Injektor sitzt allerdings in einer temperierten Halterung. Somit kann über die Wahl der Temperatur der Halterung die Injektortemperatur und somit auch die Kraftstofftemperatur beeinflusst werden. Da der Injektor normalerweise nur über einen Teflon-Dichtring und eine kleine Auflagefläche mit der Halterung im Kontakt ist, wird zusätzlich noch handelsübliche Wärmeleitpaste in die Zwischenräume eingebracht.

Die Auswirkung der Reduktion der Kraftstofftemperatur von 370 K auf 330 K ist in Abb. 5.13 aufgezeigt. Zur besseren Visualisierung ist die entstehende Temperaturdifferenz dargestellt. Experimentell werden sechs Hintergrundtemperaturen mit je neunzehn Einspritzungen gemittelt, denn die detektierte Strahlung des Sprays bei der gegebenen Temperatur befindet sich nah an dem Rauschen der Kamera bei einer Integrationszeit

von 25 μ s.

Der generelle Trend in Abb. 5.13 ist wie erwartet. Es zeigen sich sowohl im Experiment als auch in der Simulation Temperaturunterschiede in der Größenordnung von 35 K, während die sichtbaren Strukturen entlang der Strahlkeulen verlaufen. Da die Temperatur des verdampften Kraftstoffes hauptsächlich durch die Umgebungstemperatur gegeben ist, verschwinden die Temperaturunterschiede mit der Aufheizung des Kraftstoffes in der Kammer. Dementsprechend sind sowohl im Experiment als auch in der Simulation weiter stromabwärts geringere Temperaturunterschiede zu finden.

Die Temperaturverteilung im Experiment in Abb. 5.13 erscheint leicht links-rechts-asymmetrisch. Die Ursache hierfür dürfte sein, dass die linke Kammerwand in dieser Ansicht eine Quarzglasscheibe ist, während die rechte Kammerwand eine Metallscheibe ist. Die unterschiedliche Emissivität und Transmissivität der Kammer sorgt somit vermutlich zusammen mit der Streuung des IR-Lichts am Spray für andere Strukturen links und rechts im Spraybild. Weiterhin sind in Abb. 5.13 nicht nur positive sondern auch negative Temperaturdifferenzen sichtbar. Dies entspricht nicht der Erwartung für den Vergleich einer heißen mit einer kalten Einspritzung.

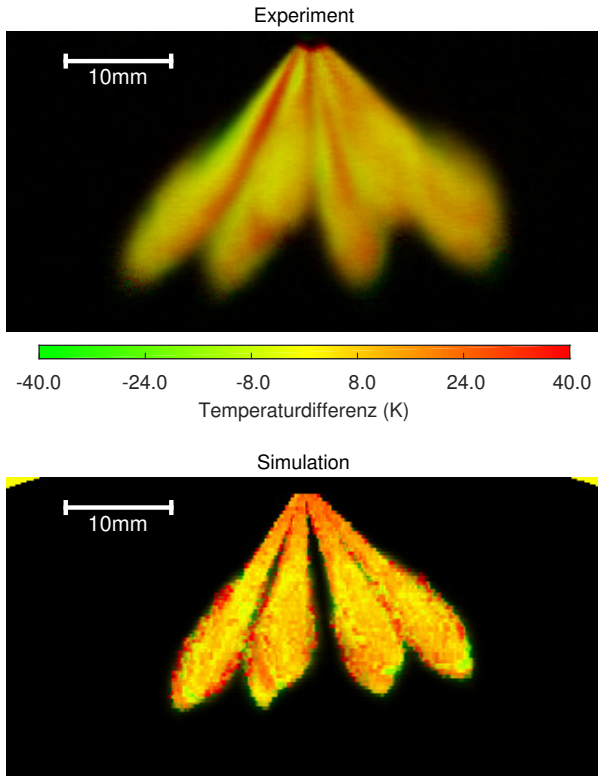


Abb. 5.13: Einfluss der Injektortemperatur in Simulation und Experiment. Gezeigt ist die Differenz zwischen einer Einspritzung bei zwei Injektortemperaturen (370 K und 330 K). Experiment über sechs Hintergrundtemperaturen mit je 19 Einspritzungen gemittelt. Umgebungsdruck 0,6 MPa, Umgebungstemperatur 570 K, Wandtemperatur 450 K, Kraftstoffdruck 20 MPa, Kraftstofftemperatur 370 K, 300 μ s nach Beginn der optischen Einspritzung.

Ursache sind einerseits leichte Fluktuationen in der Penetration zwischen den einzelnen Einspritzvorgängen, die sich in positiver und negativen Temperaturdifferenzen äußern. Andererseits verringert sich die Penetration durch die Temperaturänderung. Dies ist höchstwahrscheinlich Ursache für die Abweichungen in den simulativ-ermittelten Temperaturverteilungen, da sich die kühlen Tropfen bevorzugt an der Spitze des Sprays ansammeln, deren Position durch die veränderte Penetration stark beeinflusst wird.

5.3 Streuung

Streulicht ist eine der größten Herausforderungen für die DIT, da es die Genauigkeit der Temperaturmessungen beeinflusst und experimentell nur sehr aufwändig zu quantifizieren ist. Einige einfache Näherungen für die Auswirkung von Streuung auf den DIT-Algorithmus sind

in Abs. 2.1.4 dargelegt. Für eine genauere Quantifizierung der Streuung reicht eine simple Näherung mittels eines einzelnen punktförmigen Tropfens allerdings nicht aus.

Realistischere Ergebnisse liefert eine Methode ähnlich zu [Ber06]. Hierbei handelt es sich um eine Monte-Carlo-Simulation: Es werden Photonen initialisiert und durch ein Volumen von zufälligen Tropfen gesendet. An jedem Tropfen kann Streuung oder Absorption auftreten. Die Simulation berücksichtigt dabei nicht alle möglichen Interaktionen und deren Kombinationen miteinander. Aufgrund der unendlichen Kombination an Tropfenanordnungen und Tropfengrößen wäre dies auch technisch nicht möglich. Stattdessen werden bei jeder Interaktion des Photons mit seiner Umgebung die Wahrscheinlichkeiten der einzelnen Wechselwirkungen berechnet und daraus eine einzige Möglichkeit zufällig gewählt. Die so entstehende zufällige Realisierung eines Lichtpfades muss über viele Rechnungen gemittelt werden, damit sinnvolle Aussagen getroffen werden können. Dementsprechend ist die Monte-Carlo-Methode wie jedes Casino von gutem Zufall abhängig. Ein schlechter Zufallszahlengenerator wirkt sich hier unmittelbar auf die Ergebnisse der Simulation aus. Aus diesem Grund wird die Simulation in Matlab mit einem getesteten Zufallszahlengenerator durchgeführt. Der verwendete Zufallszahlengenerator funktioniert nach dem Subtraktion-mit-Übertrag-Algorithmus und hat eine Periode von 2^{1492} , also ungefähr 10^{450} [Mol95], [MZ91].

Die Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte für den Streuvorgang (also der Winkelverteilung der Streuung und der Streuwahrscheinlichkeit) geschieht auf Grundlage der Mie-Theorie (siehe Abs. 2.3) und dem Fortran-Quelltext aus [BH08]. Die Simulation geht von einem kubischen Volumen fester Kantenlänge aus. In dieses Volumen wird zentral ein Lichtstrahl geleitet. Aus der vorgegebenen optischen Dichte ergibt sich eine mittlere freie Wegstrecke τ des Photons. Die Wegstrecke x bis zur ersten Wechselwirkung zwischen Photon und Tropfen berechnet sich mit der Zufallszahl ζ zwischen null und eins durch [Ber06]:

$$x = -\tau \ln(\zeta) \quad (5.1)$$

Für den Tropfen, mit dem das Photon wechselwirkt, wird dann eine Tropfengröße ausgewählt. Hierfür wird die kumulative Verteilungsfunktion der Tropfengröße benutzt. Diese Funktion wird an einer zufälligen Stelle zwischen null und eins invertiert. Somit wird eine zufällige Tropfengröße gemäß der gegebenen Tropfengrößenverteilung generiert.

Auf Grundlage des Verhältnisses aus absolutem Querschnitt für Streuung und für Absorption des zufällig ausgewählten Tropfens wird mit einer weiteren Zufallsvariablen zwischen null und eins das Photon entweder gestreut oder absorbiert. Sollte das Photon gestreut werden, dient der differentielle Wirkungsquerschnitt (siehe Abb. 2.10, korrigiert um $\sin \theta$) dazu, den Streuwinkel zu berechnen.

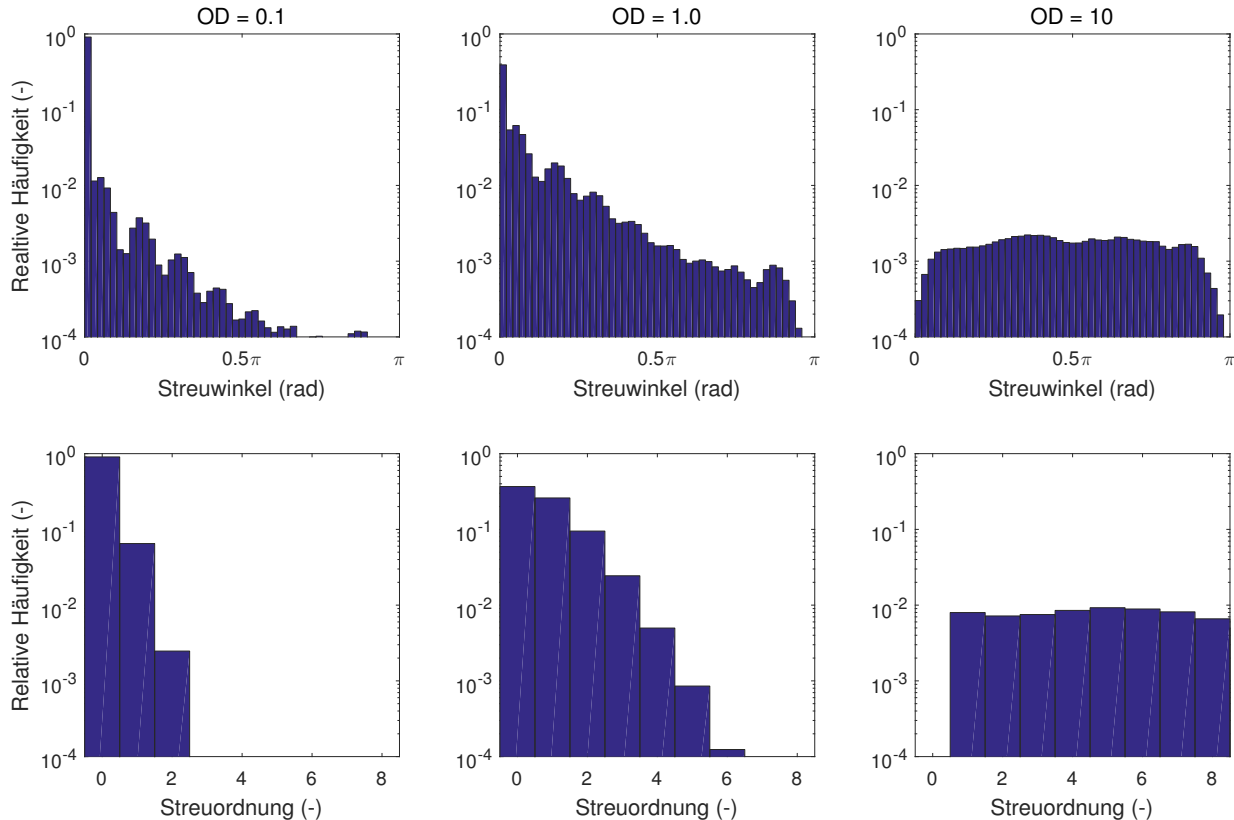


Abb. 5.14: Simulierte Streuung an Tropfen einer Größe für verschiedene optische Dichten. Obere Reihe: Streuwinkelverteilung für die Streuung an unterschiedlichen optischen Dichten (OD). Winkel relativ zur einfallenden Strahlung. Untere Reihe: Beobachtete Streuordnungen. Nur Lichtstrahlen, die das Probevolumen verlassen, werden berücksichtigt. Normiert auf die Anzahl an insgesamt gestarteten Strahlen. Tropfengröße $9,0\,\mu\text{m}$ (δ -Verteilung).

Hierzu werden erneut die kumulative Verteilungsfunktion und eine Zufallsvariable benutzt. Der Azimutwinkel wird zufällig zwischen 0 und 2π gewählt. Darauf folgend beginnt die Berechnung der Wegstrecke des Photons von neuem, bis das kubische Volumen verlassen wird. Die Absorption in der Gasphase wird nicht berücksichtigt.

Zur Umrechnung der Simulationsergebnisse auf reale Probleme sei darauf hingewiesen, dass die mittlere freie Weglänge des Photons im kubischen Volumen gleich dessen Kantenlänge geteilt durch die optische Dichte ist. Für eine repräsentative Winkelverteilung müssen viele Photonenpfade berechnet werden. Die dargestellten Diagramme in diesem Abschnitt beruhen auf einer Million Photonen. Für jedes Photon wird dabei der Azimut- und der Polarwinkel relativ zum ursprünglich einfallenden Lichtstrahl, die Anzahl an Tropfen-Photonen-Wechselwirkungen (Streuordnung) und das Auftreten von Absorption aufgezeichnet. Da das Streuproblem näherungsweise symmetrisch bezüglich der Achse des einfallenden Lichts ist, ist die Streuung bezüglich des Azimutwinkels nahezu gleichverteilt. Für hohe optische Dichten können in dieser Azimutverteilung Abweichungen von der Gleichverteilung aufgrund der Würfelform des Probevolu-

mens wiedererkannt werden.

Für Tropfen mit dem Durchmesser von $9,0\,\mu\text{m}$ (δ -Verteilung) sind die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation von einer Millionen Photonen der Wellenlänge von $3,4\,\mu\text{m}$ in Abb. 5.14 dargestellt. Ein Streuwinkel von 0 bedeutet dabei Vorwärts- und ein Streuwinkel von π Rückwärtsstreuung. Für optische Dichten $OD \leq 1$, ist eine Ungleichverteilung in Vorwärtsrichtung erkennbar. Hierbei handelt es sich größtenteils um Photonen, die nicht gestreut werden und das Volumen ohne Wechselwirkung mit Tropfen durchlaufen. Der selbe Peak ist auch bei einer Streuordnung von null, also keiner Streuung, im Diagramm darunter sichtbar.

Für die optische Dichte von 0,1 (siehe Gl. (2.31), also 90 % Transmission) werden circa 7 % der Lichtstrahlen in Abb. 5.14 einfach gestreut und verlassen das Volumen anschließend. Die Zweifachstreuung ist mit einem Anteil von 0,2 % seltener. Dementsprechend folgt die Winkelverteilung ziemlich genau dem differentiellen Wirkungsquerschnitt eines Tropfens wie er in Abb. 2.10 dargestellt ist. Es sind mehrere äquidistante Resonanzen auszumachen. Für eine optische Dichte von eins (37 % Trans-

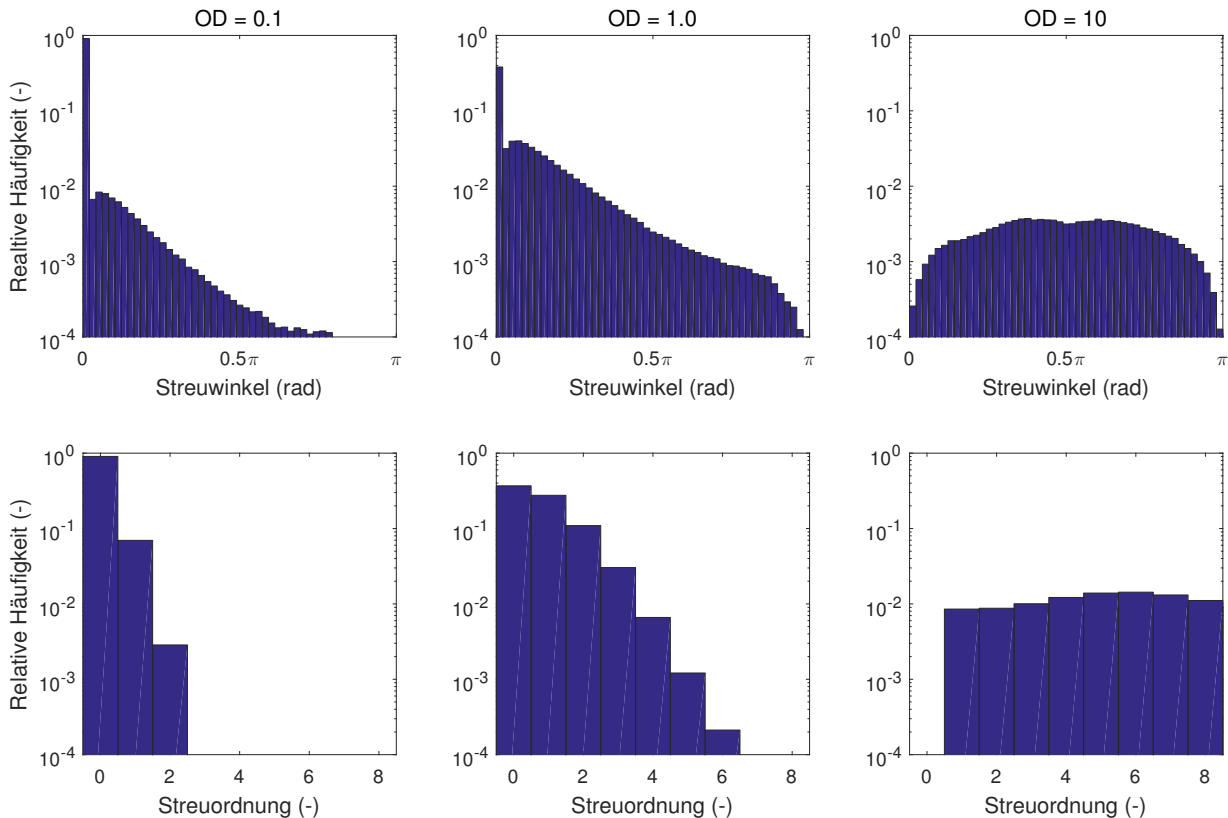


Abb. 5.15: Simulierte Streuung an Tropfen variabler Größe für verschiedene optische Dichten. Obere Reihe: Streuwinkelverteilung für die Streuung an unterschiedlichen optischen Dichten (OD). Winkel relativ zur einfallenden Strahlung. Untere Reihe: Beobachtete Streuordnungen. Nur Lichtstrahlen, die das Probevolumen verlassen, werden berücksichtigt. Normiert auf die Anzahl an insgesamt gestarteten Strahlen. Kontinuierliche Tropfenverteilung mit SMD von $9,0\,\mu\text{m}$.

mission) sind die höheren Streuordnungen nicht mehr vernachlässigbar. Die Winkelverteilung weist zwar noch Resonanzen auf, diese sind allerdings schwächer ausgeprägt. Weiterhin verlagert sich die Streuung in Richtung Rückwärtsstreuung. Bei einer optischen Dichte von zehn (45 ppm Transmission) verschwindet dieses Resonanzmuster komplett und die Streuung ist nahezu gleichverteilt in alle Richtungen. Unter Beachtung der auftretenden Streuordnungen ist dies wenig verwunderlich: Die am häufigsten auftretende Streuung ist Fünffach-Streuung, aber auch höhere Ordnungen sind nicht ungewöhnlich. Lichtstrahlen, die das Volumen wieder verlassen sind zum größten Teil mindestens einmal gestreut, die nullte Streuordnung (Transmission) tritt deutlich seltener auf.

Für jene Tropfengrößenverteilung aus Abb. 5.1, die einen Sauterdurchmesser von $9,0\,\mu\text{m}$ und einen mittleren arithmetischen Durchmesser von $6,0\,\mu\text{m}$ hat, sind Vergleichsdiagramme in Abb. 5.15 dargestellt. Im Gegensatz zu den $9,0\,\mu\text{m}$ Tropfen aus Abb. 5.14 sind für die Tropfenverteilung auch bei geringen optischen Dichten keine Resonanzen erkennbar. Hier sorgt eine Überlagerung der Resonanzen der vielen verschiedenen großen Einzeltropfen dafür, dass insgesamt nur ein exponentieller Abfall der Häufig-

keit in Richtung Rückwärtsstreuung erkennbar ist. Für eine optische Dichte von eins wird auch für die Tropfengrößenverteilung der Anteil an Rückwärtsstreuung wichtiger und für eine optische Dichte von zehn ergibt sich genau wie bei der einzelnen Tropfengröße eine ungefähre Gleichverteilung der Streurichtungen.

Die auftretenden Streuordnungen in Abb. 5.15 sind vergleichbar mit jenen aus Abb. 5.14. Da die optische Dichte gleichgestellt ist, sind auch keine größeren Unterschiede zu erwarten. Die maximale Streuordnung bei einer optischen Dichte von zehn ist ein wenig höher (sechs statt fünf) als für die $9,0\,\mu\text{m}$ -Tropfen. Der Fehler der einzelnen Werte ist ungefähr durch eine Poisson-Statistik beschreibbar und beträgt demzufolge der Wurzel des Messwertes. Bei einer Millionen berechneten Photonen beträgt er also für eine relative Häufigkeit von 10^{-2} nur 10^{-4} . Demzufolge ist die Erhöhung der maximalen Streuordnung in Abb. 5.15 statistisch signifikant.

Der Übergang von geringen zu hohen optischen Dichten und der dadurch entstehende Einfluss auf die Transmission und Streuung ist in Abb. 5.16 dargestellt. Für geringe Dichten ist der Anteil der Streuung an der Extinktion unge-

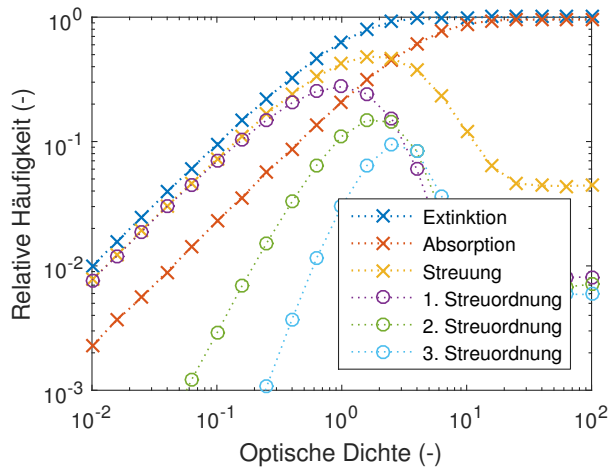


Abb. 5.16: Extinktion, Absorption und Streuung einer Tropfengrößenverteilung für verschiedene optische Dichten. Nur gestreute Strahlen, die das Volumen verlassen, werden gezählt. Mittlerer arithmetischer Tropfendurchmesser $6,0\mu\text{m}$, Sauterdurchmesser $9,0\mu\text{m}$, Wellenlänge $3,4\mu\text{m}$, Brechungsindex $n=1,338$ und $k=0,0341$.

fähr 75 %. Mit steigender optischer Dichte steigen anfänglich sowohl Extinktion, Streuung als auch Absorption aufgrund der steigenden Anzahl dichte der Tropfen. Ungefähr ab einer optischen Dichte von eins wird die Mehrfachstreuung genauso wahrscheinlich wie die Einfachstreuung. Durch die größere optische Dichte wird es für die Photonen immer unwahrscheinlicher, das Volumen ungestört zu durchqueren. Andererseits ist die Mie-Streuung hauptsächlich vorwärts gerichtet. Demzufolge müssen die Photonen mehrere Male streuen. Sonst lässt sich die Zunahme der Rückwärtstreuung aus Abb. 5.14 und 5.15 nicht erklären. Bei jedem Streueignis besteht eine Wahrscheinlichkeit von 25 % für Absorption, folglich steigt die relative Wichtigkeit der Absorption für hohe optische Dichten.

Die Monte-Carlo-Simulation des Photonentransports durch ein mit Tropfen gefülltes Volumen liefert zwei wesentliche Aussagen: Zum einen hat die Streuung bei geringen optischen Dichten eine Tendenz in Vorwärtsrichtung. Für Messungen ist dies vorteilhaft, weil damit Streuung ähnlich der Transmission erscheint und die ermittelten DIT-Temperaturen nur schwach beeinflusst werden. Zum anderen ist die Streuung für optische Dichten im Bereich von zehn recht gleichverteilt in alle Raumrichtungen. Dies ist besonders für die Ray-Tracing-Simulation wichtig. Hier wird der Einfachheit halber von einer isotropen Streuung ausgegangen. Die Ray-Tracing-Ergebnisse verkörpern somit den messtechnisch ungünstigen Grenzfall von hohen optischen Dichten entlang des Strahls und überschätzen den Fehler durch Streuung bei geringen optischen Dichten.

5.4 Genauigkeit der DIT

Wenn die DIT auf die Messung von Sprays angewandt wird, ist es unvermeidlich, dass Temperaturgradienten wie in Abb. 2.8 auftreten. Diese Gradienten beeinflussen die Art, wie die effektive Temperatur in der Messung gebildet wird, schränken jedoch nicht die Präzision (Wiederholbarkeit der Messwerte) oder die Richtigkeit (Nähe des Mittelwertes der Messung zum wahren Wert) des Experimentes ein. Die Genauigkeit ist durch diverse Quellen von systematischen und zufälligen Fehlern gegeben. Die wichtigsten sollen im Folgenden besprochen werden.

Prinzipiell ist die Richtigkeit des in Abs. 4.1.3 vorgeschlagenen Algorithmus durch die Richtigkeit der Transmission der Fenster (gemessen 0,1 %), dem Temperaturfehler des Hintergrundstrahlers (Hersteller: 0,7 K bei 370 K) und der minimal möglichen rauschäquivalenten Temperaturdifferenz der IR-Kamera (Hersteller: 0,0025 K ohne Wellenlängenfilter, begrenzend bei der Aufnahme der Kalibrierung) gegeben. Mit dem vorgestellten Aufbau und den benutzten Integrationszeiten sind diese Fehler kleiner als die zufälligen Fehler und Fluktuationen des Sprays an sich. Das Kamerarauschen spielt eine große Rolle während der Messungen. Typische Signal-Rausch-Verhältnisse von 1:10, wie in Abb. 4.7 gezeigt, limitieren die Präzision auf einige Kelvin. Mittelungen von vielen Einzelbildern und die Berücksichtigung weiterer Hintergrundtemperaturen verbessern diese Situation auf Kosten der Messzeit. Die Fluktuationen im Kamerabild sind durch die geringe Menge an detektierten Photonen und die Schuss-zu-Schuss-Schwankungen des Sprays limitiert; beides lässt sich gut durch Mitteln verringern. Systematische Fehler, die die Richtigkeit der Messung limitieren, sind hauptsächlich Streuung und die Kalibrierung der Kamera. Streuung ist dabei in Sprays unvermeidlich. Die Kalibrierfunktion wird für alle Pixel als gleich angenommen. Die Referenzkalibrierung wird, wie in Abs. 4.1.3 erklärt, für jede Messung linear an die gemessenen Hintergrundintensitäten angepasst. Sie hat unter Verwendung des Wellenlängenfilters eine temperaturäquivalente Unsicherheit von 5 K bei 400 K.

Eine Fehlerfortpflanzungsanalyse nach Gauß, welche die Fehler der Kamerakalibrierung, der zwei linearen Anpassungen (Gl. (4.3) und Anpassung der Standardkalibrierkurve) und die statistischen Schwankungen der Intensität berücksichtigt, wird für jede DIT-Auswertung durchgeführt. Für typische Parameter der Einspritzung ist die resultierende Genauigkeit (Kombination aus Richtigkeit und Präzision) in Abb. 5.17b dargestellt. Dieser Fehler kann die in Sprays unvermeidliche Streuung nicht berücksichtigen, da es keine Möglichkeit gibt, den Einfluss der Streuung auf die rekonstruierte Temperatur zweifelsfrei zu messen. Absolute Werte der Temperatur sollten dementsprechend mit größtmöglicher Sorgfalt interpretiert werden. Die Unsicherheit in der Kernre-

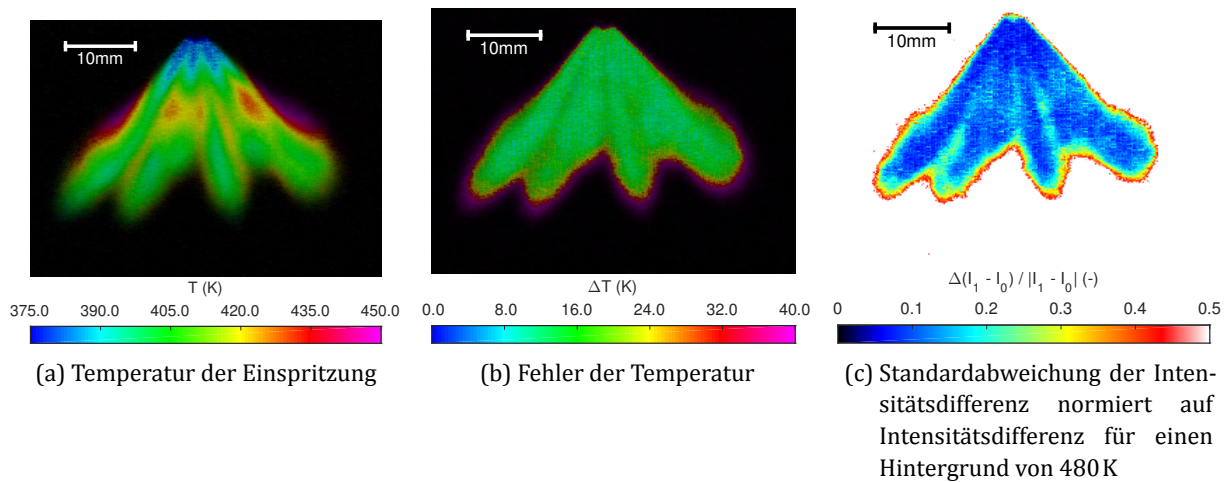


Abb. 5.17: Einspritzung von n-Heptan in eine heiße Umgebung und die dabei ermittelten Unsicherheiten. Umgebungsdruck 0,4 MPa, Umgebungstemperatur 520 K, Wandtemperatur 400 K, 19 Bilder mit und ohne Spray bei je 5 Hintergrundtemperaturen.

gion des Sprays (grün), wo nur kleine Schuss-zu-Schuss-Schwankungen des Sprays auftreten, ist durch die Kalibrierung begrenzt. In diesem Bereich korrelieren Regionen mit hoher Temperatur nicht mit einer größeren Unsicherheit. Die großen Fehler an den äußeren Kanten des Sprays sind durch Fluktuationen des Sprays zwischen den Einspritzungen verursacht. Abbildung 5.17c bestätigt dies durch hohe Schwankungen der Intensitätsdifferenz. Diese Abbildung zeigt für eine spezifische Hintergrundtemperatur die Standardabweichung der Intensitätsdifferenz (Spray vs. Hintergrund) geteilt durch den Mittelwert der Intensitätsdifferenz. Die Schwankungen sind verstärkt in den Gebieten stromabwärts, die einen hohen Dampfanteil haben, zu beobachten. Die Temperaturmessung des komplett verdampften Kraftstoffes ist somit bei dieser Messung begrenzt durch die zyklischen Schwankungen, die durch die sprayinduzierte Turbulenz erzeugt werden. Die experimentell bestimmten Temperaturen nach Ende der Einspritzung sind nah (innerhalb einer Standardabweichung) an den erwarteten Gastemperaturen.

Die Unsicherheit in der Kernregion des Sprays in Abb. 5.17b könnte von einer genaueren Kalibrierung, die auch die Sensitivität der einzelnen Pixel berücksichtigt, profitieren. Der Dunkelstrom der einzelnen Pixel wird bereits über den Abzug der Hintergrundbilder kompensiert. Desweiteren wäre eine Kalibrierung, die auch die Temperatur des Kameragehäuses und der Umgebung berücksichtigt, von Vorteil. Damit könnten die entsprechenden Temperaturdrifts während der Messung kompensiert werden.

Räumliche Schwankungen der Temperatur in Abb. 5.17a können bis auf 2 K genau detektiert werden. Dies ist begrenzt durch das Rauschen des Messaufbaus bei einer DIT-Temperatur von 400 K, einer Integrationszeit von

25 μ s und 19 Messungen bei 5 Hintergrundtemperaturen (in Summe 95 Messwerten). Nach [MG10] steigt die Präzision eines zufällig verteilten Messwerts in etwa mit der Wurzel der Anzahl an Messwerten. Um diese Größe p auf andere Bedingungen umzurechnen kann näherungsweise folgende Formel benutzt werden:

$$p_2 = p_1 \sqrt{\frac{t_1 N_1}{t_2 N_2}} \quad (5.2)$$

Dabei ist t die Integrationszeit der Kamera und N die Anzahl an aufgenommenen Messwerten der Messungen 1 und 2.

Die Unsicherheit durch die Streuung von Licht an Tropfen verbleibt als hauptsächliche Begrenzung der Richtigkeit der Messung: Der Grenzfall eines einzelnen isolierten Tropfens in einer Druckkammer mit beliebig kleinem Hintergrund, siehe Gl. (2.33), erlaubt hier einige Abschätzungen mit Hilfe der Planckschen Strahlungsverteilung, siehe Gl. (2.20), vorzunehmen. Ein typischer Wert für das Verhältnis von Streuung und Absorption bei 3,4 μ m ist laut Abb. 2.9 eins zu eins. Demzufolge hat ein Tropfen mit einer Temperatur von 400 K in einer Druckkammer mit einer Wandtemperatur von 300 K eine effektive Temperatur, die 6% unter seiner wahren Temperatur liegt. Für eine höhere Wandtemperatur, zum Beispiel 500 K, wird die Temperatur des selben Tropfens 17% zu hoch bestimmt (jeweils unter der Annahme eines Wellenlängenfilters bei 3,4 μ m). Diese Asymmetrie bedeutet, dass Wandtemperaturen nach Möglichkeit geringfügig kleiner als die erwarteten Tropfentemperaturen gewählt werden sollten (oder permanent an die Hintergrundtemperatur angepasst werden sollten).

Ein weiterer Effekt der Streuung ist die Reduktion der effektiven räumlichen Auflösung. Die Photonen, die detek-

tiert werden, stammen nicht mehr von Orten entlang einer gedachten Linie, sondern können auch aus anderen Bereichen des Sprays in die Kamera gestreut werden. Große Temperaturgradienten können folglich nur identifiziert werden, wenn die optische Dichte hoch ist (die Photonen also eine geringe freie Weglänge haben) oder wenn keine Flüssigphase vorhanden ist. Die in diesem Kapitel dargestellten Simulationen belegen auch in der Simulation noch einmal die Wichtigkeit von Streuung auf das Messergebnis.

Durch die Integrationszeit entsteht eine Bewegungsunschärfe, die die Messung beeinflusst. Dies ist hauptsächlich für die Strahlspitzen relevant. Sowohl für die beobachteten Sprays als auch für die beobachteten Gasstrahlen sind die Temperaturunterschiede zwischen aufeinanderfolgenden Aufnahmen während der Einspritzung beziehungsweise Einblasung vernachlässigbar gegenüber den zyklischen Schwankungen. Problematisch wären Objekte und Temperaturgradienten, die auf den Kamerasensor kleiner als die Größe eines Pixels abgebildet werden. Auch hierfür sind in den getätigten Aufnahmen keine Hinweise zu finden. Eine genauere Analyse dieser Fehler findet sich in [Lam+13]. Die scharfen Gradienten an den Strahlspitzen werden allerdings durch die Integrationszeit verwaschen und die Temperaturen über die entsprechenden Bereiche gemittelt. Eine maximale Geschwindigkeit von 150 m/s für Benzinsprays (abgeschätzt über Bernoullische Energiegleichung mit einem Kraftstoff-Druck von 20 MPa) sorgt bei einer Integrationszeit von 25 μ s für eine Zone mit einer Dicke von 4 mm an der Strahlspitze, in dem die Temperaturen und Emissivitäten durch die Bewegungsunschärfe beeinflusst sind.

5.5 Zusammenfassung

Es wird gezeigt, dass ein Ray-Tracing einer 3D-CFD-Simulation einer Benzindirekteinspritzung mit Mehrlochinjektor dazu in der Lage ist, experimentell bestimmte DIT-Temperaturen zu reproduzieren. Abhängig von dem Wellenlängenbereich der benutzten IR-Kamera können entweder die Tropfen des Sprays oder eine Überlagerung aus Dampf und Flüssigkeit detektiert werden. Eine Vielzahl von Parametern beeinflusst die scheinbare DIT-Temperatur. Die größte Rolle spielt die Gasphase, welche sowohl bezüglich ihrer Ausdehnung als auch ihrer Temperatur die DIT-Temperatur maßgeblich beeinflusst.

Weiterhin sorgt die Streuung an Tropfen für Abweichungen von der gemessenen zur erwarteten DIT-Temperatur – selbst im hypothetischen Fall eines Sprays in einer Kammer bei 0 K. Grob gesagt, misst die DIT entweder die Temperatur der Dampfphase oder sie ist von systematischen Fehlern beeinflusst. Nichtsdestotrotz ist die DIT ein geeignetes Werkzeug für die Beobachtung von Trends der Spraytemperatur, zum Beispiel bei

Änderung der Umgebungstemperatur.

Aus den Ergebnissen des Ray-Tracings und den Messungen aus Kapitel 4 ergeben sich folgende generelle Hinweise zur Anwendung von DIT:

- DIT-Messungen von Kohlenwasserstoffen benötigen keinen Tracer und beeinflussen die Messung nur durch die Wärmestrahlung des Hintergrundes. Die gleichzeitige Temperatur- und Emissivitätsmessung erfolgen dabei kontaktlos.
- DIT in Verbindung mit einer IR-Kamera ermöglicht eine zweidimensionale Ortsauflösung der Messung. Die Informationen in der dritten Raumdimension werden entlang der Sichtlinie gemittelt. Aufgrund der notwendigen Veränderung der Hintergrundtemperatur eignet sich DIT für Experimente, die oft wiederholt werden können. DIT ist nicht Einzelschuss-fähig.
- DIT ist ein integratives Verfahren entlang der Sichtlinie und weist daher nur eine geringe Abhängigkeit von lokalen Schwankungen auf. Punktuelle Messungen sind über Tomographiealgorithmen prinzipiell möglich.
- Die Integration entlang der Sichtlinie sorgt dafür, dass Teile des Objekts, die näher an der Kamera sind, einen größeren Einfluss auf die Messergebnisse haben. Sobald die Transmission geringer ist, als das Verhältnis aus Kamera-Rauschen zu gemessener Intensität, ist davon auszugehen, dass keine Aussage über das innere des Objektes getroffen werden kann. Dies trifft auf große Bereiche eines Benzinsprays zu. Näherungsweise ist die DIT-Temperatur, die Objekttemperatur bei einer optischen Dichte von eins.
- DIT-Messungen sollten bei einer Wellenlänge durchgeführt werden, bei der der verwendete Stoff eine Absorptionsbande aufweist. Sprays reflektieren sonst den Großteil des detektierten Lichts und eine DIT-Messung ermittelt unter Umständen die Wandtemperatur statt der Spraytemperatur.
- Eine Kalibrierkurve aufgenommen unter den Messbedingungen und die Verwendung von beliebig vielen Messungen bei beliebig vielen Referenztemperaturen erhöhen die Genauigkeit der dargestellten DIT-Ergebnisse im Vergleich zu bestehenden Algorithmen, die auf zwei Referenztemperaturen beschränkt sind.
- Gasphase und Reflexionen an der Tropfenoberfläche haben einen wesentlichen Einfluss auf das Messergebnis (Größe des Einfluss ist dabei abhängig von den exakten physikalischen Randbedingungen, wie der Verteilung der Dampfphase). Nur wenn beide Einflüsse quantifiziert sind, kann die Temperatur der Flüssigphase eines Tropfens verlässlich bestimmt werden.
- Temperaturverläufe innerhalb eines Bildes in der Größenordnung von 2 K bei einer Objekttemperatur von 400 K können bei einer Integrationszeit von

25 μ s und 95 Messungen mit dem gewählten DIT-Aufbau nachgewiesen werden. Die Messung von Temperaturverläufen ist im Wesentlichen durch das Rauschen der Kamera bei gegebener Integrationszeit begrenzt. DIT-Temperaturtrends können auch von einer Änderung der Streu- und Absorptionswahrscheinlichkeiten verursacht werden.

- Ohne die Berücksichtigung von Streuung liegt der Temperaturfehler der DIT-Messungen in dieser Arbeit bei 15 K bei 400 K (Integrationszeit 25 μ s, 95 Messungen, 5 Temperaturen). Der Fehler durch Streuung ist abhängig von der Tropfengröße und Wandtemperatur und kann nicht pauschal angegeben werden.
- Zur Minimierung von Fehlern durch Streuung, sollte die Temperatur der Kammerwand möglichst nah an der zu messenden Temperatur sein oder immer an die Hintergrundtemperatur angepasst werden.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Die Möglichkeiten des Einsatzes von Infrarotmesstechniken im Umfeld der Forschung am Otto-Motor sind vielfältig und bei weitem nicht ausgeschöpft. Das Potential der IR-Analyse kann im Rahmen dieser Arbeit in zwei wichtigen Bereichen nachgewiesen werden: Zum einen wird nachgewiesen, dass die IR-Spektroskopie so modifiziert werden kann, dass eine zweidimensional aufgelöste Konzentrationsmessung im Brennraum eines Otto-Motors bei entsprechendem optischen Zugang durchgeführt werden kann. Zum anderen wird die berührungslose Temperaturmessung an Sprays und Gasstrahlen mit der DIT demonstriert und das bestehende Auswerteverfahren verbessert. Weiterhin wird ein Verfahren zur Ermittlung von DIT-Daten aus 3D-CFD-Simulationen von Sprays erfolgreich eingesetzt.

Konzentrationsmessungen im Brennraum eines Transparenmotors mittels IR-Absorption können sowohl qualitativ Restgasverteilungen visualisieren, als auch quantitativ den mittleren Restgasgehalt bestimmen. Dabei kann gezeigt werden, dass die gemessenen AGR-Raten mit der Erwartung für einen Otto-Motor übereinstimmen. Es ergeben sich plausible Trends in der zweidimensionalen Visualisierung. Die nulldimensionale quantitative Messung der AGR-Rate liefert Werte, die mit den Vorhersagen einer Ladungswechselrechnung übereinstimmen. Der experimentelle Aufbau ist dabei bewusst einfach und robust gestaltet. Somit bleiben Kosten und Aufbauzeit überschaubar.

Hervorzuheben ist, dass die IR-Absorption im Gegensatz zur LIF nicht darauf angewiesen ist, einen Tracer ins System hinzuzugeben. Weiterhin ist eine Messung der AGR-Rate auch nach der Einspritzung von Kraftstoff möglich. Die LIF liefert mit momentaner Technik eine höhere räumliche Auflösung, allerdings auch zu einem höheren Systempreis. Ein weiterer Vorteil der IR-Absorption im Vergleich zur LIF ist die direkte Sensitivität des Messverfahrens auf das Abgas. Damit haben die gemessenen AGR-Raten in der Kompressionsphase einen kleineren systematischen Fehler als bei der LIF. LIF ist darauf angewiesen, die Abwesenheit von Tracer-Molekülen zu detektieren um Frischgas messen zu können, was gerade bei den typischerweise auftretenden geringen AGR-Raten eines Otto-Motors zu systematischen Fehlern in der Kompressionsphase führt.

Die DIT, welche sowohl Temperaturen in Sprays als auch in Gasfreistrahlen messen kann, wird im Rahmen dieser Arbeit mit einem neuen Auswertalgorithmus deutlich erweitert. Während vorangegangene Algorithmen auf zwei Referenztemperaturen, zwischen denen interpo-

liert wird, festgelegt waren, ist jetzt eine Auswertung mit beliebig vielen Hintergrundtemperaturen möglich. Außerdem berücksichtigt der neue Algorithmus auf einfache Art und Weise die Emissivität des Hintergrundes. Der Algorithmus erlaubt neben der Platzierung des Referenzstrahlers in der Druckkammer auch dessen Betrachtung durch eine weitere Scheibe. Eine mehrstufige Kalibrierung stellt möglichst genaue Ergebnisse sicher, ohne die Messzeit durch den erhöhten Kalibrieraufwand zu verlängern. Hierzu werden die ohnehin notwendigen Aufnahmen des Referenzstrahlers mit einer im Voraus aufgenommenen Kalibrierung verglichen. Die Temperaturmessung an Gasfreistrahlen erfolgt erstmalig in dieser Arbeit mit DIT.

Die weitere Benutzung eines Wellenlängenfilters zur Temperaturbestimmung kann die Richtigkeit der DIT-Messungen deutlich erhöhen. Die Präzision und die Richtigkeit profitieren von der einfachen Berücksichtigung von beliebig vielen Referenztemperaturen. Insgesamt liefern die DIT-Messungen sinnvolle Werte für die Emissivität und Temperatur der beobachteten Benzinsprays und sind in der Lage die erwarteten Trends, wie eine geringe Verdunstung von n-Hexadekan im Vergleich zu n-Heptan korrekt wiederzugeben. Die DIT-Messungen an Methaneinblasungen zeigen die erwarteten Schockstrukturen und sind auch kompatibel zu LIF-Temperaturmessungen. Dabei ist wie für die AGR-Messung mit IR und LIF zu beachten, dass die LIF-Messungen nur in einer Ebene stattfinden während die IR-Messungen entlang der Wegstrecke des Lichts integrieren. Messergebnisse aus den beiden Verfahren sind somit nicht in allen Fällen direkt vergleichbar. Allerdings ergibt sich durch die Kombination von beiden Verfahren die Möglichkeit die Stärken einer integrativen Messtechnik (Mittelwerte entlang einer Dimension) mit denen einer punktuellen Messtechnik (keine Mittelung von Fluktuationen und kleinen Strukturen) zu vereinen.

Eine 3D-CFD-Simulation einer Benzineinspritzung zusammen mit einem anschließenden Ray-Tracing dient in dieser Arbeit der Evaluierung von Einflussgrößen auf die DIT-Messung, welche experimentell nicht oder nur schwer zugänglich wären. Dabei wird der Einfluss von Streuung auf die Messergebnisse der DIT berücksichtigt. Dank dieser Parameterstudien kann festgestellt werden, dass die DIT an Sprays ein sehr gutes Werkzeug zur Trendanalyse von Temperaturen ist. Absolute Temperaturen sollten hingegen nur ausgewertet werden, wenn experimentell sicher gestellt werden kann, dass der Einfluss der Flüssigphase vernachlässigbar ist.

Der Einfluss der Gasphase zur gemessenen DIT-Temperatur ist bei Benutzung eines Wellenlängenfilters nicht zu vernachlässigen. Ohne Benutzung eines Wellenlängenfilters sinkt der Einfluss der Gasphase, allerdings sinkt auch die Richtigkeit der Temperaturmessung für die meisten Kohlenwasserstoffe. Die Ursache hierfür liegt darin begründet, dass mit einer verringerten Absorption der Gasphase auch die Absorption der Tropfen sinkt (für einen Stoff sind Absorption der Gasphase und Flüssigphase in der Regel korreliert). Somit steigt der Anteil an Streustrahlung auf die gemessene Intensität und die gemessene DIT-Temperatur nähert sich somit der Temperatur der Wände des Experiments an. Weiterhin kann in den Simulationen gezeigt werden, dass auch eine Wandtemperatur von 0 K das Messergebnis beeinflusst. Allerdings sind tiefe Wandtemperaturen im Allgemeinen weniger kritisch als hohe. Die Richtigkeit der Messung profitiert von einer Wandtemperatur, die möglichst nah an der zu messenden Temperatur liegt.

Für die Zukunft bietet es sich an, die dargestellten Experimente zu vertiefen. Gerade die Messung der Restgasverteilung wäre in einem Motor mit variablem Ventiltrieb von Bedeutung, da mit solch einem Motor größere AGR-Variationen möglich sind und der Abgleich mit Voraussagen von detaillierten Ladungswechselrechnungen ermöglicht wird. Aber auch die Temperaturmessung an Sprays und Gasfreistrahlen bietet noch einige Potentiale. So ist zum Beispiel der Übergang von kühlen, zeitlich stabilen Strahlen der Einspritzung eines Mehrlochinjektors, hin zu der stärker schwankenden Verteilung in der Gasphase von Interesse für die Bewertung der Verdunstung. Desweiteren ist das DIT-Verfahren für Flash-Boiling interessant. Beim Flash-Boiling wird ein heißer, flüssiger Kraftstoff in den Brennraum eingespritzt. Die Kraftstofftemperatur liegt dabei über der Siedetemperatur bei gegebenen Brennraumdruck. Somit kommt es zu einer schlagartigen Verdampfung und Abkühlung beim Übergang des Kraftstoffes aus dem Hochdruckreservoir in den Brennraum. Durch den hohen Anteil an Dampf sind solche Sprays gut für die Messung per DIT geeignet. Technisch ist eine DIT-Messung für den Abgleich mit Temperaturen und Dichteverteilungen 3D-CFD-Simulationen von höchstem Interesse, da die momentan benutzten Rechenmodelle hier noch einiges an Optimierungspotential aufweisen.

Die vorgestellten IR-Messverfahren können auch auf neue Stoffe angewendet werden: Insbesondere IR-Absorptionsmessungen haben hier noch ein großes Potential. Dabei ist einerseits vorstellbar, dass zum Beispiel Kohlendioxid im Brennraum visualisiert wird. Mit dieser Information könnten unter anderem Aussagen über die Güte der Verbrennung getroffen werden. Insbesondere für den Schichtbetrieb wären die damit gewonnenen Informationen hilfreich. Andererseits bietet sich die IR-Absorption als quantitatives Messverfahren bei der Gasdirekteinblasung an. Bei 3,4 μm gibt es einige

leistungsstarke HeNe-Laser, welche dazu benutzt werden könnten, quantitativ die Absorption von Methan oder anderen gasförmigen Kohlenwasserstoffen und somit die Dichteverteilung einer Einblasung, ähnlich zu Abb. 4.16, zu bestimmen. Zusammen mit einem tomographischen Verfahren wäre gar eine dreidimensionale Dichtemessung als Abgleich für die CFD möglich. Die Methandirekteinblasung weist ähnlich wie die Benzindirekteinspritzung merkbare Verbrauchsvorteile gegenüber einer Saugrohreinblasung auf. Die momentan in der Automobilindustrie verbreiteten Verfahren zur Sprayanalyse wie Streulicht- und Schattenaufnahmen sind nicht besonders gut für Gasstrahlen geeignet. Diese messtechnische Lücke könnte in Zukunft mit IR-Absorptionsmessungen geschlossen werden.

Es bleibt zu hoffen, dass IR-Lichtquellen, IR-Detektoren und IR-Kameras in Zukunft ein ähnliches Niveau erreichen, wie die momentan erhältlichen Systeme im Bereich des sichtbaren Lichts. Technisch gibt es wenig Argumente, die eine entsprechende Entwicklung verhindern würden. Damit würden viele der jetzigen Nachteile von IR-Messungen, wie geringe Kameraauflösung oder relativ niedrige Bildwiederholraten (im Vergleich zu Hochgeschwindigkeitskameras im Sichtbaren) wegfallen. Gerade die Bewertung eines einzigen Vorganges ohne Mittelung, beispielsweise einer einzelnen Einspritzung oder der Entwicklung der Restgasverteilung während einer Kurbelwellendrehung, ist mit der momentanen IR-Technik nur mit starken Einschränkungen, wie äußerst geringer räumlicher Auflösung, realisierbar.

Literatur

- [AGL91] M. Agate, R. L. Grimsdale und P. F. Lister. „The HERO Algorithm for Ray-Tracing Octrees“. In: *Advances in Computer Graphics Hardware IV*. Hrsg. von R. L. Grimsdale und W. Straßer. Eurographic Seminars. Heidelberg: Springer, 1991, S. 61–73. ISBN: 978-3-642-76300-7.
- [Ale+15] P. Aleiferis, A. Charalambides, Y. Hardalupas u. a. „Schlieren-based temperature measurement inside the cylinder of an optical spark ignition and homogeneous charge compression ignition engine“. In: *Applied Optics* 54.14 (2015), S. 4566. DOI: 10.1364/AO.54.004566.
- [All87] D. W. Allan. „Should the classical variance be used as a basic measure in standards metrology?“ In: *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on* 1001.2 (1987), S. 646–654. DOI: 10.1109/TIM.1987.6312761.
- [And00] M. R. Anderson. „Determination of Infrared Optical Constants for Single Component Hydrocarbon Fuels“. Master Thesis. Rolla: University of Missouri-Rolla, 2000.
- [AS06] B. Abramzon und S. Sazhin. „Convective vaporization of a fuel droplet with thermal radiation absorption“. In: *Fuel* 85.1 (2006), S. 32–46. DOI: 10.1016/j.fuel.2005.02.027.
- [AS89] B. Abramzon und W. Sirignano. „Droplet vaporization model for spray combustion calculations“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 32.9 (1989), S. 1605–1618. DOI: 10.1016/0017-9310(89)90043-4.
- [Ash10] M. F. Ashby. *Materials Selection in Mechanical Design*. 4th revised edition. Burlington, MA: Butterworth Heinemann, 2010. 646 S. ISBN: 978-1-85617-663-7.
- [Bal76] H. Baltes. „On the Validity of Kirchhoff’s Law of Heat Radiation for a Body in a Nonequilibrium Environment“. In: *Progress in Optics*. Bd. 13. Elsevier, 1976, S. 1–25. ISBN: 978-0-444-10806-7.
- [Ber+13] T. Berg, O. Thiele, S. Seefeldt und R. Vanhaelst. „Measurement of in-cylinder mixture formation by optical indication“. In: *MTZ worldwide* 74.6 (2013), S. 26–30. DOI: 10.1007/s38313-013-0060-1.
- [Ber06] E. Berrocal. „Multiple scattering of light in optical diagnostics of dense sprays and other complex turbid media“. PhD Thesis. Cranfield: Cranfield University, 2006.
- [Bes+03] W. G. Bessler, C. Schulz, T. Lee u. a. „Carbon dioxide UV laser-induced fluorescence in high-pressure flames“. In: *Chemical Physics Letters* 375.3–4 (2003), S. 344–349. DOI: 10.1016/S0009-2614(03)00858-3.
- [BGS12] K. Bethge, G. Gruber und T. Stöhlker. *Physik der Atome und Moleküle: Eine Einführung*. John Wiley & Sons, 2012. 280 S. ISBN: 978-3-527-66255-5.
- [BH08] C. F. Bohren und D. R. Huffman. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. New York: John Wiley & Sons, 2008. 547 S. ISBN: 978-3-527-61816-3.
- [Bosch14] K.-H. Dietsche und K. Reif. *Kraftfahrtechnisches Taschenbuch*. Hrsg. von Robert Bosch GmbH. Wiesbaden: Springer Vieweg, 2014. ISBN: 3-658-03800-4 978-3-658-03800-7.
- [BP12] *BP Statistical Review of World Energy 2015*. 64. London: BP p.l.c., 2015.
- [BS73] J. A. Barnard und M. A. Sheikh. „Gas-Phase Oxidation of Aliphatic Ketones“. In: *Pakistan J. Sci. Ind. Res* 16 (1973), S. 93.
- [BT07] D. Borland und R. Taylor. „Rainbow Color Map (Still) Considered Harmful“. In: *IEEE Computer Graphics and Applications* 27.2 (2007), S. 14–17. DOI: 10.1109/MCG.2007.323435.
- [Bus13] M. Buschbeck. „Laseroptische Analyse der zyklischen Schwankungen in einem Transparentmotor“. PhD Thesis. Darmstadt: TU Darmstadt, 2013.
- [Dag+15] H. Dageförde, A. Kiefer, W. Samenfink u. a. „Requirements for Spray and Tip Design of a Multi-hole Injector for DISI Engines“. In: *Proceedings of the 13th ICLASS*. 13th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems. Tainan, 2015.

Literatur

- [Dem13] W. Demtröder. *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*. Springer-Verlag, 2013. 445 S. ISBN: 978-3-662-07153-3.
- [Duk79] J. K. Dukowicz. *Quasi-Steady Droplet Phase Change in the Presence of Convection*. LA-7997-MS. Los Alamos: Los Alamos Scientific Lab., NM (USA), 1979.
- [Dur15] L. Duret. „Automated data and image processing for the investigation of future injection concepts“. Master Thesis. Strasbourg: Télécom Physique Strasbourg, 2015.
- [EW01] V. Ebert und J. Wolfrum. „Absorption“. In: *Optical Measurements*. Hrsg. von F. Mayinger und O. Feldmann. Heat and Mass Transfer. Springer Berlin Heidelberg, 2001, S. 231–270. ISBN: 978-3-642-63079-8.
- [FFB06] S. M. Frolov, F. S. Frolov und B. Basara. „Simple model of transient drop vaporization“. In: *Journal of Russian Laser Research* 27.6 (2006), S. 562–574. doi: 10.1007/s10946-006-0035-7.
- [Fis+03] J. Fischer, R. Gamache, A. Goldman u. a. „Total internal partition sums for molecular species in the 2000 edition of the HITRAN database“. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 82.1-4 (2003), S. 401–412. doi: 10.1016/S0022-4073(03)00166-3.
- [FP02] J. H. Ferziger und M. Perić. *Computational methods for fluid dynamics*. 3rd, rev. ed. Berlin ; New York: Springer, 2002. 423 S. ISBN: 978-3-540-42074-3.
- [Fug+03] J. S. Fuglestad, T. K. Berntsen, O. Godal u. a. „Metrics of climate change: Assessing radiative forcing and emission indices“. In: *Climatic Change* 58.3 (2003), S. 267–331. doi: 10.1023/A:1023905326842.
- [Gal+90] F. Galliot, W. K. Cheng, C.-O. Cheng u. a. *In-Cylinder Measurements of Residual Gas Concentration in a Spark Ignition Engine*. 900485. Warrendale, PA: SAE International, 1990.
- [Gam+00] R. Gamache, S. Kennedy, R. Hawkins und L. Rothman. „Total internal partition sums for molecules in the terrestrial atmosphere“. In: *Journal of Molecular Structure* 517-518 (2000), S. 407–425. doi: 10.1016/S0022-2860(99)00266-5.
- [Gam+15] M. Gamba, V. A. Miller, M. G. Mungal und R. K. Hanson. „Temperature and number density measurement in non-uniform supersonic flowfields undergoing mixing using toluene PLIF thermometry“. In: *Applied Physics B* (2015). doi: 10.1007/s00340-015-6136-7.
- [GLD15] H. Goltke, P. Leick und A. Dreizler. „Differential infrared thermography of gasoline direct injection sprays“. In: *Quantitative InfraRed Thermography Journal Article in Press* (2015). doi: 10.1080/17686733.2015.1084725.
- [Gol+15] H. Goltke, H. Holler, W. Friedrich u. a. „2D Residual Gas Visualization in an Optical Direct Injection Spark Ignition Engine with IR Laser Absorption“. In: *SAE Technical Paper*. SAE World Congress. Detroit, 2015. doi: 10.4271/2015-01-1648.
- [Gon+08] P. González-Tello, F. Camacho, J. M. Vicaria und P. A. González. „A modified Nukiyama-Tanasawa distribution function and a Rosin-Rammler model for the particle-size-distribution analysis“. In: *Powder Technology* 186.3 (2008), S. 278–281. doi: 10.1016/j.powtec.2007.12.011.
- [Har99] D. C. Harris. *Materials for Infrared Windows and Domes : Properties and Performance*. 1. Aufl. Bellingham: SPIE, 1999. 415 S. ISBN: 978-0-8194-8101-6.
- [Hel09] G. Held. *Introduction to light emitting diode technology and applications*. Boca Raton: CRC Press, 2009. 170 S. ISBN: 978-1-4200-7662-2.
- [Her00] W. Herschel. „Experiments on the Refrangibility of the Invisible Rays of the Sun. By William Herschel, LL. DFRS“. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* (1800), S. 284–292. JSTOR: 107057.
- [Hitemp10] L. Rothman, I. Gordon, R. Barber u. a. „HITEMP, the high-temperature molecular spectroscopic database“. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 111.15 (2010), S. 2139–2150. doi: 10.1016/j.jqsrt.2010.05.001.
- [Hitran12] L. Rothman, I. Gordon, Y. Babikov u. a. „The HITRAN2012 molecular spectroscopic database“. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 130 (2013), S. 4–50. doi: 10.1016/j.jqsrt.2013.07.002.
- [HMS99] B. S. Higgins, C. J. Mueller und D. L. Siebers. „Measurements of Fuel Effects on Liquid-Phase Penetration in DI Sprays“. In: *SAE International Journal of Engines* 7.2 (1999), S. 1017–1033. doi: 10.4271/2014-01-1409.
- [HO99] P. G. Hill und P. Ouellette. „Transient Turbulent Gaseous Fuel Jets for Diesel Engines“. In: *Journal of Fluids Engineering* 121.1 (1999), S. 93–101. doi: 10.1115/1.2822018.

- [Hol14] H. Holler. „Räumlich aufgelöste Restgasquantifizierung in optisch zugänglichem Motor mittels Infrarot-Absorptionspektroskopie“. Master Thesis. Karlsruhe: Hochschule Karlsruhe- Technik und Wirtschaft, 2014.
- [Hun+08] S. Hunsmann, K. Wunderle, S. Wagner u. a. „Absolute, high resolution water transpiration rate measurements on single plant leaves via tunable diode laser absorption spectroscopy (TDLAS) at 1.37 μm “. In: *Applied Physics B* 92.3 (2008), S. 393–401. doi: 10.1007/s00340-008-3095-2.
- [HZ94] P. G. Hill und D. Zhang. „The effects of swirl and tumble on combustion in spark-ignition engines“. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 20.5 (1994), S. 373–429. doi: 10.1016/0360-1285(94)90010-8.
- [IO78] Y. Imai und Y. Ohtsuka. „Laser speckle reduction by ultrasonic modulation“. In: *Optics Communications* 27.1 (1978), S. 18–22. doi: 10.1016/0030-4018(78)90165-7.
- [Jac06] J. D. Jackson. *Klassische Elektrodynamik*. Auflage: 4., überarb. A. Berlin: Gruyter, 2006. 938 S. ISBN: 978-3-11-018970-4.
- [Jer14] D. Jerg. „Entwicklung und Umsetzung eines Verfahrens zur Bewertung der Robustheit von Benzinsprays unter dem Einfluss einer auslenkenden Strömung“. Master Thesis. Konstanz: Hochschule Konstanz - Technik, Wirtschaft und Gestaltung, 2014.
- [KB04] U. Koehler und M. Bargende. „A model for a fast prediction of the in-cylinder residual gas mass“. In: *SAE Technical Paper*. Powertrain & Fluid Systems Conference & Exhibition. Tampa, 2004. doi: 10.4271/2004-01-3053.
- [KE70] G. W. Kattawar und M. Eisner. „Radiation from a Homogeneous Isothermal Sphere“. In: *Applied Optics* 9.12 (1970), S. 2685–2690. doi: 10.1364/AO.9.002685.
- [KH03] J. Koch und R. Hanson. „Temperature and excitation wavelength dependencies of 3-pentanone absorption and fluorescence for PLIF applications“. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 76.3 (2003), S. 319–324. doi: 10.1007/s00340-002-1084-4.
- [Kie+14] A. Kiefer, M. Lippisch, A. Storch und A. Kufferath. „Entwicklung eines strahlgeführten Magerbrennverfahrens mit Mehrloch-Magnetventil-Injektoren für turboaufgeladene Motoren“. In: 9. Tagung Diesel- und Benzindirekteinspritzung. Berlin, 2014, S. 275–311. ISBN: 978-3-658-07650-4. doi: 10.1007/978-3-658-07650-4.
- [Kin07] M. A. Kinch. *Fundamentals of Infrared Detector Materials*. SPIE Press, 2007. 190 S. ISBN: 978-0-8194-6731-7.
- [KJH07] A. E. Klingbeil, J. B. Jeffries und R. K. Hanson. „Temperature-dependent mid-IR absorption spectra of gaseous hydrocarbons“. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 107.3 (2007), S. 407–420. doi: 10.1016/j.jqsrt.2007.03.004.
- [Kor15] K. K. GmbH. *Materialkennndaten*. URL: <http://www.korth.de/index.php/material.html> (besucht am 08.06.2015).
- [KPJ07] R. Kitamura, L. Pilon und M. Jonasz. „Optical constants of silica glass from extreme ultraviolet to far infrared at near room temperature“. In: *Applied Optics* 46.33 (2007), S. 8118–8133. doi: 10.1364/AO.46.008118.
- [Kut03] M. L. Kutner. *Astronomy: A Physical Perspective*. Cambridge University Press, 2003. 612 S. ISBN: 978-0-521-52927-3.
- [KW12] G. Kutz und A. Wolff. *Pharmazeutische Produkte und Verfahren*. John Wiley & Sons, 2012. 467 S. ISBN: 978-3-527-66021-6.
- [LA90] D. A. Lashof und D. R. Ahuja. „Relative contributions of greenhouse gas emissions to global warming“. In: *Nature* 344.6266 (1990), S. 529–531. doi: 10.1038/344529a0.
- [Lam+13] G. Lamanna, H. Kamoun, B. Arnold u. a. „Differential infrared thermography (DIT) in a flashing jet: a feasibility study“. In: *Quantitative InfraRed Thermography Journal* 10.1 (2013), S. 112–131. doi: 10.1080/17686733.2013.786903.
- [Lar+11] A. L. Laraia, R. R. Gamache, J. Lamouroux u. a. „Total internal partition sums to support planetary remote sensing“. In: *Icarus* 215.1 (2011), S. 391–400. doi: 10.1016/j.icarus.2011.06.004.

Literatur

- [LBL10] M. Löffler, F. Beyrau und A. Leipertz. „Acetone laser-induced fluorescence behavior for the simultaneous quantification of temperature and residual gas distribution in fired spark-ignition engines“. In: *Applied Optics* 49.1 (2010), S. 37. doi: 10.1364/AO.49.000037.
- [Lei+07] P. Leick, T. Riedel, G. Bittlinger u. a. „X-Ray Measurements of the Mass Distribution in the Dense Primary Break-Up Region of the Spray from a Standard Multi-Hole Common-Rail Diesel Injection System“. In: *Proceedings of the 21st ILASS Europe Meeting*. 21st Institute for Liquid Atomization and Spray Systems Europe Meeting. Mugla, 2007.
- [Lei+09] P. Leick, A. L. Kastengren, Z. Liu u. a. „X-Ray Measurements of Mass Distributions in the Near-Nozzle Region of Sprays from Standard Multi-Hole Common-Rail Diesel Injection Systems“. In: *Proceedings of the 11th ICLASS*. 11th International Conference for Liquid Atomization and Spray Systems. Vail, CO, 2009.
- [Lei+11] P. Leick, R. Grzeszik, S. Arndt und S. Wissel. „Suppression of Multiple Scattering Using Structured Light Sheets – A First Assessment for Diesel and Gasoline Spray Visualization“. In: *Proceedings of the 24th ILASS Europe Meeting*. 24th Institute for Liquid Atomization and Spray Systems Europe Meeting. Estoril, 2011.
- [Lej09] D. Lejsek. „Berechnung des instationären Wandwärmeübergangs im Hochlauf von Ottomotoren mit Benzin-Direkteinspritzung“. PhD Thesis. Darmstadt: TU Darmstadt, 2009. 155 S.
- [Lid04] D. R. Lide. *CRC Handbook of Chemistry and Physics 2004-2005: A Ready-Reference Book of Chemical and Physical Data*. CRC press, 2004. 2660 S. ISBN: 978-0-8493-0485-9.
- [LKS06] M. Luong, W. Koban und C. Schulz. „Novel strategies for imaging temperature distribution using Toluene LIF“. In: *Journal of Physics: Conference Series* 45 (2006), S. 133–139. doi: 10.1088/1742-6596/45/1/017.
- [LR98] S. P. Lin und R. D. Reitz. „Drop and Spray Formation from a Liquid Jet“. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 30.1 (1998), S. 85–105. doi: 10.1146/annurev.fluid.30.1.85.
- [May99] H. Mayer. „Air pollution in cities“. In: *Atmospheric Environment* 33.24-25 (1999), S. 4029–4037. doi: 10.1016/S1352-2310(99)00144-2.
- [MB71] H. Müller und H. Bertling. *Programmierte Auswertung von Druckverläufen in Ottomotoren*. VDI-Verlag, 1971.
- [MG10] D. Meschede und C. Gerthsen. *Gerthsen Physik*. Auflage: 24., überarb. Aufl. 2010. Berlin u.a.: Springer, 2010. 1162 S. ISBN: 978-3-642-12893-6.
- [MKK89] J. B. McManus, P. L. Keabian und C. E. Kolb. „Atmospheric methane measurement instrument using a Zeeman-split He-Ne laser“. In: *Applied Optics* 28.23 (1989), S. 5016–5023. doi: 10.1364/AO.28.005016.
- [Mol95] C. Moler. *Random thoughts*. 1995. URL: http://www.mathworks.com/tagteam/9674_randomthoughts.pdf (besucht am 27. 07. 2015).
- [Moo+06] R. Moos, B. Reetmeyer, A. Hürland und C. Plog. „Sensor for directly determining the exhaust gas recirculation rate—EGR sensor“. In: *Sensors and Actuators B: Chemical* 119.1 (2006), S. 57–63. doi: 10.1016/j.snb.2005.11.055.
- [MZ91] G. Marsaglia und A. Zaman. „A new class of random number generators“. In: *The Annals of Applied Probability* (1991), S. 462–480. JSTOR: 2959748.
- [NIST15a] N. M. S. D. C. director S.E. Stein. „Infrared Spectra“. In: *NIST Chemistry WebBook, NIST Standard Reference Database Number 69*. Hrsg. von P. J. Linstrom und W. G. Mallard. <http://webbook.nist.gov>. Gaithersburg: National Institute of Standards und Technology, 2015.
- [NIST15b] T. R. C. N. B. Laboratories. „Thermodynamics Source Database“. In: *NIST Chemistry WebBook, NIST Standard Reference Database Number 69*. Hrsg. von P. J. Linstrom und W. G. Mallard. <http://webbook.nist.gov>. Gaithersburg: National Institute of Standards und Technology, 2015.
- [NYB02] G. G. Nasr, A. J. Yule und L. Bendig. *Industrial Sprays and Atomization: Design, Analysis and Applications*. Springer Science & Business Media, 2002. 528 S. ISBN: 978-1-85233-460-4.
- [OA97] F. Ossler und M. Aldén. „Measurements of picosecond laser induced fluorescence from gas phase 3-pentanone and acetone: implications to combustion diagnostics“. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 64.4 (1997), S. 493–502. doi: 10.1007/s003400050205.
- [Ots79] N. Otsu. „A Threshold Selection Method from Gray-Level Histograms“. In: *IEEE Transactions on Systems, Man and Cybernetics* 9.1 (1979), S. 62–66. doi: 10.1109/TSMC.1979.4310076.
- [Oue96] P. Ouellette. „Direct Injection of Natural Gas for Diesel Engine Fueling“. PhD Thesis. Vancouver: University of British Columbia, 1996.

- [Pei+15] Y. Pei, M. J. Davis, L. M. Pickett und S. Som. „Engine Combustion Network (ECN): Global sensitivity analysis of Spray A for different combustion vessels“. In: *Combustion and Flame* 162.6 (2015), S. 2337–2347. DOI: 10.1016/j.combustflame.2015.01.024.
- [Pet+13] B. Peterson, E. Baum, B. Böhm u. a. „High-speed PIV and LIF imaging of temperature stratification in an internal combustion engine“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 34.2 (2013), S. 3653–3660. DOI: 10.1016/j.proci.2012.05.051.
- [Pet+14] B. Peterson, E. Baum, B. Böhm u. a. „Evaluation of toluene LIF thermometry detection strategies applied in an internal combustion engine“. In: *Applied Physics B* 117.1 (2014), S. 151–175. DOI: 10.1007/s00340-014-5815-0.
- [Pla00] M. Planck. „Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalenspectrum“. In: *Verhandlungen Deutsche Physikalische Gesellschaft* 2 (1900), S. 237. DOI: 10.1007/978-3-663-13885-3_16.
- [Rau04] J. Rau. „Grußwort des Bundespräsidenten“. Jahrestagung des Verbandes deutscher Verkehrsunternehmen. Hamburg, 2004.
- [RB86] R. D. Reitz und F. V. Bracco. „Mechanisms of breakup of round liquid jets“. In: *Encyclopedia of fluid mechanics*. Bd. 3. Houston: Gulf Publishing, 1986, S. 233–249. ISBN: 978-0-87201-515-9.
- [Ris96] D. Rist. *Dynamik realer Gase: Grundlagen, Berechnungen und Daten für Thermogasdynamik, Strömungsmechanik und Gastechnik*. Berlin: Springer, 1996. 842 S. ISBN: 978-3-540-58638-8.
- [Ros11] B. Rossow. „Processus photophysiques de molécules organiques fluorescentes et du kérosène - applications aux foyers de combustion“. Paris: Université Paris Sud-Paris XI, 2011.
- [Saz+06] S. Sazhin, T. Kristyadi, W. Abdelghaffar und M. Heikal. „Models for fuel droplet heating and evaporation: Comparative analysis“. In: *Fuel* 85.12-13 (2006), S. 1613–1630. DOI: 10.1016/j.fuel.2006.02.012.
- [Sch+97] C. Schulz, V. Sick, J. Heinze und W. Stricker. „Laser-induced-fluorescence detection of nitric oxide in high-pressure flames with A–X(0, 2) excitation“. In: *Applied Optics* 36.15 (1997), S. 3227. DOI: 10.1364/AO.36.003227.
- [Sch03] D. Schrader. „Konstruktion einer Druckkammer für den Laser-Correlation-Velocimeter-Prüfstand“. Diplomarbeit. Lippe: FH Lippe und Höxter, 2003. 122 S.
- [SDT98] R. A. Smith, T. Ditmire und J. W. G. Tisch. „Characterization of a cryogenically cooled high-pressure gas jet for laser/cluster interaction experiments“. In: *Review of Scientific Instruments* 69.11 (1998), S. 3798–3804. DOI: 10.1063/1.1149181.
- [Set01] G. S. Settles. *Schlieren and Shadowgraph Techniques: Visualizing Phenomena in Transparent Media*. Springer, 2001. 412 S. ISBN: 978-3-540-66155-9.
- [Sha+04] S. W. Sharpe, T. J. Johnson, R. L. Sams u. a. „Gas-Phase Databases for Quantitative Infrared Spectroscopy“. In: *Applied Spectroscopy* 58.12 (2004), S. 1452–1461. DOI: 10.1366/0003702042641281.
- [Spa53] D. B. Spalding. „The combustion of liquid fuels“. In: *Proceeding of the Fourth international symposium on combustion*. Fourth international Symposium on combustion. Bd. 4. Cambridge, Massachusetts: Elsevier, 1953, S. 847–864. DOI: 10.1016/S0082-0784(53)80110-4.
- [SQP13] T. F. Stocker, D. Qin und G.-K. Plattner. „Technical summary“. In: *Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Hrsg. von T. F. Stocker und D. Qin. Cambridge University Press, 2013, S. 33–115. ISBN: 978-1-107-05799-1.
- [SS05] C. Schulz und V. Sick. „Tracer-LIF diagnostics: quantitative measurement of fuel concentration, temperature and fuel/air ratio in practical combustion systems“. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 31.1 (2005), S. 75–121. DOI: 10.1016/j.pecs.2004.08.002.
- [SS14] D. Surek und S. Stempin. *Technische Strömungsmechanik*. Wiesbaden: Springer, 2014. ISBN: 978-3-658-06061-9.
- [Tea+11] G. Tea, G. Bruneaux, J. Kashdan und C. Schulz. „Unburned gas temperature measurements in a surrogate Diesel jet via two-color toluene-LIF imaging“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 33.1 (2011), S. 783–790. DOI: 10.1016/j.proci.2010.05.074.
- [TLL14] S.-Y. Tu, H. Y. Lin und M.-C. Lin. „Efficient speckle reduction for a laser illuminating on a micro-vibrated paper screen“. In: *Applied Optics* 53.22 (2014), E38–E46. DOI: 10.1364/AO.53.000E38.

Literatur

- [Tsa87] R. Y. Tsai. „A versatile camera calibration technique for high-accuracy 3D machine vision metrology using off-the-shelf TV cameras and lenses“. In: *Robotics and Automation, IEEE Journal of* 3.4 (1987), S. 323–344. doi: 10.1109/JRA.1987.1087109.
- [Tsu+85] T. Tsuboi, K. Inomata, Y. Tsunoda u. a. „Light Absorption by Hydrocarbon Molecules at 3.392 μm of He-Ne Laser“. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 24 (Part 1, No. 1 1985), S. 8–13. doi: 10.7567/JJAP.24.8.
- [TÜV11] Verband der Technischen Überwachungs-Vereine. *AD 2000-Regelwerk: Taschenbuch-Ausgabe 2011*. Berlin: Beuth, 2011. 920 S. ISBN: 978-3-410-22368-9.
- [VM10] M. Vollmer und K.-P. Möllmann. *Infrared Thermal Imaging: Fundamentals, Research and Applications*. Weinheim: WILEY, 2010. 614 S. ISBN: 978-3-527-40717-0.
- [VS15] R. Van Basshuysen und F. Schäfer, Hrsg. *Handbuch Verbrennungsmotor: Grundlagen, Komponenten, Systeme, Perspektiven*. 7. Aufl. Wiesbaden: Springer Vieweg, 2015. 1232 S. ISBN: 978-3-658-04678-1.
- [WBL06] M. C. Weikl, F. Beyrau und A. Leipertz. „Simultaneous temperature and exhaust-gas recirculation-measurements in a homogeneous charge-compression ignition engine by use of pure rotational coherent anti-Stokes Raman spectroscopy“. In: *Applied Optics* 45.15 (2006), S. 3646. doi: 10.1364/AO.45.003646.
- [Wes94] R. S. Westfall. *The life of Isaac Newton*. Canto. Cambridge: Cambridge University Press, 1994. 328 S. ISBN: 0-521-47737-9.
- [WFE06] K. Wunderle, T. Fernholz und V. Ebert. *Selektion optimaler Absorptionslinien für abstimmbare Laserabsorptionsspektrometer*. Nr. 1959. Düsseldorf: VDI, 2006.
- [Whi10] F. White. *Fluid Mechanics*. 7. Aufl. New York, N.Y.: McGraw-Hill, 2010. 862 S. ISBN: 978-0-07-742241-7.
- [Wit+12a] O. Witzel, A. Klein, S. Wagner u. a. „High-speed tunable diode laser absorption spectroscopy for sampling-free in-cylinder water vapor concentration measurements in an optical IC engine“. In: *Applied Physics B* 109.3 (2012), S. 521–532. doi: 10.1007/s00340-012-5225-0.
- [Wit+12b] O. Witzel, A. Klein, S. Wagner u. a. „High Speed In-cylinder Laser Hygrometry for EGR Quantification Using a Wavelength Scanned Vertical Cavity Surface Emitting Laser“. In: *Lasers, Sources, and Related Photonic Devices*. Lasers, Sources, and Related Photonic Devices. OSA Technical Digest (CD). Optical Society of America, 2012, LT5B.3. doi: 10.1364/LACSEA.2012.LT5B.3.
- [Wit13] O. Witzel. „In-situ-Laserabsorptionsspektroskopie zur μs -schnellen Bestimmung von Spezieskonzentrationen und Temperaturen in Verbrennungsmotoren“. Ph.D. Thesis. TU Darmstadt, 2013.
- [Wit80] P. O. Witze. *Impulsively started incompressible turbulent jet*. SAND-80-8617, 5017517. Livermore, CA: Sandia Laboratories, 1980.

Anhang

1 Matlab-Quelltext für DIT-Auswertung

```
1 function EpsilonT = EpsTfromImg(Fit,Temp,Images,varargin)
2     %Calculate epsilon and temperature
3     %Fit is an object for the calibration data
4     %Temp is the temperature of the black body behind the object
5     %Images are intensity matrices from the cameras joined in a
6     % 3D Array(width, height,ImageNumber)
7     %Varargin can be image array of standarad deviations for weighting
8
9     %Determine if 3rd argument is given and set variables correspondingly
10    if nargin > 3
11        if iscell(varargin{1})
12            varargin{1}=CellImgToMatImg(varargin{1});
13        end
14        Weights=varargin{1};
15        Weights=reshape(Weights,size(Weights,1),size(Weights,2),size(Weights,4));
16    else
17        Weights=[];
18    end
19
20    Temp=Temp(:)';
21    EpsilonT=ones(size(Images,1),size(Images,2),4);
22
23    %Convert background temperature to Intensity
24    IFit = Fit(Temp);
25    %Calculate the intensity error at the given background temperature
26    IFitStd= Fit.Errors(Temp);
27
28
29    %For every pixel in the image
30    for iRow=1:size(Images,1)
31        for iCol=1:size(Images,2)
32            y = Images(iRow,iCol,:);
33            y = y(:)';
34
35            %either choose a fit that takes errors on x and y into account
36            %e. g. york_fit or take only intensity error on account.
37            if ~isempty(Weights)
38                w = Weights(iRow,iCol,:);
39                w = w(:)';
40
41                [b, m, sigma_b, sigma_m, ~] = york_fit(IFit,y,IFitStd,w);
42            else
43                [p,ste]=lscov([ones(size(IFit)); IFit]',y',1./IFitStd.^2');
44                b = p(1);
45                m = p(2);
46                sigma_b = ste(1);
47                sigma_m = ste(2);
48            end
49
50            %Calculate epsilon of spray, but make it larger than 0!
```

```

51      %Fit.Alpha.Value gives Transmissivity of glass windows
52      MatEpsT    = [max(0,-m/Fit.Alpha.Value) 0 0 0];
53      %Calculate error on epsilon
54      %Fit.Alpha.Error gives the error of alpha
55      MatEpsT(3)= MatEpsT(1)* (abs(sigma_m/m) + abs(Fit.Alpha.Error/Fit.↵
        Alpha.Value));
56      %Calculate temperature of spray
57      %Fit.EpsBg.Value gives the emissivity of the black body in the
58      %   background
59      %Fit.EpsBg.Error gives the error of the emissivity of the black
60      %   body in the background
61      dProd = b*Fit.EpsBg.Value/MatEpsT(1);
62      [MatEpsT(2), MatEpsT(4)] = Fit.Invert(dProd, dProd * (abs(sigma_b/b)+↵
        abs(MatEpsT(3)/MatEpsT(1))+abs(Fit.EpsBg.Error/Fit.EpsBg.Value)) )↵
        ;
63
64      EpsilonT(iRow,iCol,:)=MatEpsT;
65      %The third dimension is ordered in the following way:
66      %EpsilonT(:, :,1) gives epsilon of the object
67      %EpsilonT(:, :,2) gives temperature of the object
68      %EpsilonT(:, :,3) gives the standard deviation of epsilon
69      %EpsilonT(:, :,1) gives the standard deviation of temperature
70      end
71
72      end
73
74  end

```

2 C++ Quelltext für Ray-Tracing

```

1  /*=====
2  *
3  * Take a volume from AVL Fire and perform
4  * the raytracing in C++
5  *
6  *
7  * This is a C++ file that can be compiled and called from
8  * Matlab by calling RayTraceTimestepC(fireVolume, parameters)
9  *
10 *=====*/
11
12 /* This is C++, so we have to define a lot of stuff */
13 #define PI 3.141592653589793238462643383279502884197169399375105820974944
14
15 #include "mex.h"
16 #include <math.h> /*needed for cos, sin*/
17 #include <string.h> /* Needed for memcpy() */
18 #include <iostream> /* Needed for std::accumulate */
19 #include <random> /* Set up random number generator */
20     std::random_device rd;
21     std::mt19937 gen(rd());
22     std::uniform_real_distribution<> rCosT(-1, 1);
23     std::uniform_real_distribution<> rPhi (0 , 2*PI);
24     std::uniform_real_distribution<> rOne (0 , 1);
25
26 #define getBit(x,n) ((x >> (n)) & 1)
27
28 /* This var is used to warn in case of high absorption */
29 bool bGasWarn = false;
30
31 /* This var is used to calculate the number of scattered
32 rays and also influences when rays are considered to be
33 highly absorbed and are discarded during the rendering. */
34 const int iAccuracy = 10000;
35
36 /* The division of the Octree must be smaller than MaxLength
37 but will be aborted if smaller than MinLength */
38 const double MaxLength = 1e-2; const double MinLength = 5e-4;
39
40
41 /* A structure for a lightray, bg, wall, strength and unk are values
42 between 0 and 1 that always add up to 1. */
43 typedef struct {
44     double origin[3];
45     double invDir[3]; /* element-wise inverted direction vector */
46     char vMask;
47     double bg; /* amount of radiation originating from background */
48     double wall; /* amount of radiation originating from wal */
49     double strength; /* Strength of light ray */
50     double inte; /* intensity from object that hits detector */
51     double rot; /* direction where background is placed */
52     double unk; /* amount of radiation with unknown origin due to accuracy */
53     int scat; /* order of scattering */
54 }lightray;
55
56
57 /* This class will fetch an AVL Fire volume from Matlab */
58 class MatlabVol {
59 public:

```



```

60     MatlabVol(double pCoords[3], double , double, const mxArray *);
61     void GasAbsNopAndDroScaAbsNop(double *, double *);
62     bool DivisionNecessary(double *, double);
63     ~MatlabVol();
64 private:
65     double CoordsMin[3];
66     double Length;
67     double LDiv;
68     double *Data;
69     mxArray *mxData;
70     int     iDiv;
71     int     numCoords;
72     int     coord2ind(double *);
73 };
74
75 /* This class is the Octree and takes care of the division of its cubes */
76
77 class Octree {
78 public:
79     Octree(Octree *, double pCoords[3], double, MatlabVol *);
80     void divide(MatlabVol *);
81     void trace(lightray *);
82     ~Octree() { };
83 private:
84     Octree *Children[8];
85     Octree *Root;
86     bool Terminal; /* Terminal node of branch */
87     double Coordinates[3]; /* Coordinates of cube (lowest corner) */
88     double Length; /* Side length of current node */
89     /* These following will only be set if terminal node */
90     double GasAbsPerM; /* Gas absorption per m */
91     double GasNoP; /* Number of photons emitted by black body at gas temperature */
92     double DroAbsPerM; /* Absorption by droplets per m */
93     double DroNoP; /* Number of photons emitted by black body at droplet temp. */
94     double DroScaPerM; /* Scattering by droplets per m */
95 };
96
97
98 /* Sort an array of 3 */
99 void sort3(double Values[], char Indices[]){
100     if ( (Values[0] > Values[1]) && (Values[1] > Values[2]))
101         return;
102     else {
103         double dTemp;
104         char cTemp;
105         for (int i=0; i<2; i++){
106             if (Values[i]<Values[i+1]) {
107                 dTemp = Values[i];
108                 Values[i] = Values[i+1];
109                 Values[i+1] = dTemp;
110                 cTemp = Indices[i];
111                 Indices[i] = Indices[i+1];
112                 Indices[i+1] = cTemp;
113             }
114         }
115     }
116     sort3(Values, Indices);
117 }
118
119 /* Minimum of an array of 3 */
120 double MinOf3(double Values[]){
121     if (Values[0]<Values[1]) {

```

```

122         if (Values[0]<Values[2])
123             return Values[0];
124         else
125             return Values[2];
126     }else{
127         if (Values[1]<Values[2])
128             return Values[1];
129         else
130             return Values[2];
131     }
132 }
133
134 /* Maximum of an array of 3 */
135 double MaxOf3(double Values[]){
136     if (Values[0]>Values[1]) {
137         if (Values[0]>Values[2])
138             return Values[0];
139         else
140             return Values[2];
141     }else{
142         if (Values[1]>Values[2])
143             return Values[1];
144         else
145             return Values[2];
146     }
147 }
148
149 /* Calculate the direction mask of a light ray (see Hero algorithm) */
150 char calcvMask(double Dir[]){
151     return( (Dir[0] < 0) | (( Dir[1]<0 ) << 1 ) | (( Dir[2]<0 ) << 2 ));
152 }
153
154 /* Calcuate mean of multiple light rays, e.g. after scattering */
155 /* This is done in steps of two to reduce rounding errors */
156 void meanLightray(lightray rays[], int iSize){
157     int iOut, i, iLength = iSize;
158     while (iLength>1) {
159         iOut = 0;
160         for (i=1; i<iLength; i+=2){
161             rays[iOut].bg   = rays[i-1].bg   + rays[i].bg   ;
162             rays[iOut].wall = rays[i-1].wall + rays[i].wall;
163             rays[iOut].inte = rays[i-1].inte + rays[i].inte;
164             rays[iOut].unkn = rays[i-1].unkn + rays[i].unkn;
165             mxAssert(rays[i ].strength < 1e-7, "Lightrays should have a strength ↵
of 0.");
166             mxAssert(rays[i-1].strength < 1e-7, "Lightrays should have a strength ↵
of 0.");
167             iOut++;
168         }
169         if (i<iLength+1){
170             rays[iOut-1].bg   = rays[iOut-1].bg   + rays[iLength-1].bg   ;
171             rays[iOut-1].wall = rays[iOut-1].wall + rays[iLength-1].wall;
172             rays[iOut-1].inte = rays[iOut-1].inte + rays[iLength-1].inte;
173             rays[iOut-1].unkn = rays[iOut-1].unkn + rays[iLength-1].unkn;
174         }
175         iLength = iOut;
176     }
177     rays[0].bg   = rays[0].bg   / (double)iSize;
178     rays[0].wall = rays[0].wall / (double)iSize;
179     rays[0].inte = rays[0].inte / (double)iSize;
180     rays[0].unkn = rays[0].unkn / (double)iSize;
181

```

```

182 }
183
184 /* If the light ray exits the volume, does it hit the background or the wall? */
185 void finishRay(lightray *plr){
186     if (plr->strength>0){
187         double origin[3], invDir[3];
188
189         origin[0] = cos(plr->rot)*plr->origin[0] -sin(plr->rot)*plr->origin[1];
190         origin[1] = sin(plr->rot)*plr->origin[0] +cos(plr->rot)*plr->origin[1];
191         origin[2] = plr->origin[2];
192
193         invDir[0] = 1/(cos(plr->rot)/plr->invDir[0]-sin(plr->rot)/plr->invDir[1]);
194         invDir[1] = 1/(sin(plr->rot)/plr->invDir[0]+cos(plr->rot)/plr->invDir[1]);
195         invDir[2] = plr->invDir[2];
196
197         double coordL[3] = {-0.1, -0.1, -0.20};
198         double coordM[3] = {coordL[0]+ 0.1, coordL[1] + 0.1, coordL[2] + 0.1};
199         double coordH[3] = {coordL[0]+ 0.2, coordL[1] + 0.2, coordL[2] + 0.2};
200         /* 20cm wide cube */
201
202         double sL[3] = { (coordL[0] - origin[0]) * invDir[0],
203                         (coordL[1] - origin[1]) * invDir[1],
204                         (coordL[2] - origin[2]) * invDir[2]};
205         double sH[3] = { (coordH[0] - origin[0]) * invDir[0],
206                         (coordH[1] - origin[1]) * invDir[1],
207                         (coordH[2] - origin[2]) * invDir[2]};
208
209         double coordBack[3] = { origin[0] + 1/invDir[0] * sH[1],
210                                origin[1] + 1/invDir[1] * sH[1],
211                                origin[2] + 1/invDir[2] * sH[1] };
212
213         if(pow(coordBack[0]-coordM[0],2)+pow(coordBack[2]-coordM[2],2)<pow(0.10,2)↵
214             )
215             /* Yeah we did hit the last window */
216             plr->bg += plr->strength;
217         else
218             /* No we hit the chamber wall */
219             plr->wall += plr->strength;
220
221         plr->strength = 0;
222     }
223 }
224
225 /* Initialize Octree */
226 Octree::Octree(Octree * pRoot, double pCoords[3], double dLength, MatlabVol *Vol){
227
228     if (pRoot == NULL)
229         Root = this;
230     else
231         Root = pRoot;
232
233     Children[0] = NULL; Children[1] = NULL; Children[2] = NULL; Children[3] = NULL↵
234         ; Children[4] = NULL; Children[5] = NULL; Children[6] = NULL; Children[7] ↵
235         = NULL;
236     Length = dLength;
237     memcpy(Coordinates,pCoords, sizeof(double)*3);
238
239     if (Length > MaxLength ){
240         this->divide(Vol);
241         return;
242     }

```

```

241
242     if ( Length > MinLength && Vol->DivisionNecessary(pCoords,Length) )
243         this->divide(Vol);
244     else {
245         /* Most probably terminal node, let's set everything */
246         double g[5];
247         double c[] = {pCoords[0]+Length/2, pCoords[1]+Length/2, pCoords[1] + ↵
                Length/2};
248         Vol->GasAbsNopAndDroScaAbsNop(pCoords,g);
249
250         GasAbsPerM = g[0];
251         GasNoP      = g[1];
252         DroScaPerM = g[2];
253         DroAbsPerM = g[3];
254         DroNoP      = g[4];
255         Terminal = true;
256     }
257 }
258
259
260 /* Division of cube in Octree */
261 void Octree::divide(MatlabVol * Vol){
262     Terminal = false;
263     double NewCoords[8][3] = { /*Division acc. to Fig. 2 of HERO algorithm*/
264         {Coordinates[0],          Coordinates[1],          Coordinates[2]},
265         {Coordinates[0]+Length/2,Coordinates[1],          Coordinates[2]},
266         {Coordinates[0],          Coordinates[1]+Length/2,Coordinates[2]},
267         {Coordinates[0]+Length/2,Coordinates[1]+Length/2,Coordinates[2]},
268         {Coordinates[0],          Coordinates[1],          Coordinates[2]+Length/2},
269         {Coordinates[0]+Length/2,Coordinates[1],          Coordinates[2]+Length/2},
270         {Coordinates[0],          Coordinates[1]+Length/2,Coordinates[2]+Length/2},
271         {Coordinates[0]+Length/2,Coordinates[1]+Length/2,Coordinates[2]+Length/2}
272     };
273     for( int iChild=0; iChild<8; iChild++ )
274         Children[iChild] = new Octree(Root, &NewCoords[iChild][0], Length/2, Vol);
275 }
276
277 /* Actual ray tracing in Octree */
278 void Octree::trace(lightray * plr){
279     /* Sanity checks */
280     mxAssert(plr->strength <= 1 && plr->strength>=0,"Strength should be between 0 ↵
        and 1.");
281     mxAssert(pow(1/plr->invDir[0],2) + pow(1/plr->invDir[1],2) + pow(1/plr->invDir↵
        [2],2) > 0.9999 &&
282         pow(1/plr->invDir[0],2) + pow(1/plr->invDir[1],2) + pow(1/plr->invDir↵
        [2],2) < 1.0001,
283         "Direction of light rays must be normalised!");
284
285     /* Abort if strength of light ray is too low */
286     if (plr->strength < 1./(double)iAccuracy){
287         plr->unkn += plr->strength;
288         plr->strength = 0;
289         return;
290     }
291
292     /* According to HERO algorithm */
293     double sMid[3] = {(Coordinates[0]+Length/2- plr->origin[0])*plr->invDir[0],
294         (Coordinates[1]+Length/2- plr->origin[1])*plr->invDir[1],
295         (Coordinates[2]+Length/2- plr->origin[2])*plr->invDir[2]};
296     double sMax[3] = {(Coordinates[0]+Length - plr->origin[0])*plr->invDir[0],
297         (Coordinates[1]+Length - plr->origin[1])*plr->invDir[1],
298         (Coordinates[2]+Length - plr->origin[2])*plr->invDir[2]};

```

```

299     double sMin[3] = {(Coordinates[0]          - plr->origin[0])*plr->invDir[0],
300                      (Coordinates[1]          - plr->origin[1])*plr->invDir[1],
301                      (Coordinates[2]          - plr->origin[2])*plr->invDir[2]};
302
303     bool a, b, c; /* Create masklist according to HERO */
304     a = (sMid[0]<sMid[1]);
305     b = (sMid[0]<sMid[2]);
306     c = (sMid[1]<sMid[2]);
307     char masklist[3] = {
308         (a & b) | ( (!a & c ) << 1) | ( (!b | c)) << 2 ),
309         (a ^ b) | ( (!( a ^ c) ) << 1) | ( ( b ^ c ) << 2 ),
310         (!(a | b)) | ( ( a &!c ) << 1) | ( ( b & c ) << 2 )};
311
312     double TempL[3], TempU[3];
313     for (int iC = 0; iC<3; iC++){
314         if (getBit(plr->vMask,iC)){
315             TempL[iC] = sMax[iC];
316             TempU[iC] = sMin[iC];
317         }else{
318             TempL[iC] = sMin[iC];
319             TempU[iC] = sMax[iC];
320         }}
321     double sLmax = MaxOf3(TempL);
322     double sUmin = MinOf3(TempU);
323
324     if (Terminal) {
325         /* Hey we hit something */
326         /* Length of ray in the current cube */
327         double dDistOfRay = fabs(sUmin - sLmax);
328         /* Transmittance */
329         double dTransmitt = exp(-dDistOfRay * GasAbsPerM);
330
331         /* Ray goes through gas */
332         plr->inte += GasNoP * (1-dTransmitt) * plr->strenght;
333         plr->strenght *= dTransmitt;
334
335         /* Ray goes through droplets */
336         if ( DroAbsPerM>0 || DroScaPerM>0 ){
337             /* Drops are assumed to be at end of volume */
338             if (!bGasWarn && dTransmitt < 0.5 ){
339                 mexWarnMsgTxt("The gaseous absorption is quite high, maybe the ↵
340                     Octree should be refined.");
341                 bGasWarn = true;
342             }
343             double dScatteringRatio = DroScaPerM / (DroScaPerM + DroAbsPerM);
344             double dAbsorptionRatio = DroAbsPerM / (DroScaPerM + DroAbsPerM);
345             dTransmitt = exp(-dDistOfRay*(DroScaPerM+DroAbsPerM));
346             mxAssert(dTransmitt<=1,"Transmittance should be less than 1");
347
348             /* Calculate number of scattered rays */
349             const int maxRays = iAccuracy/100;
350             int iScatteredRays;
351             lightray scaRays[maxRays];
352             if (plr->scat > 0){
353                 iScatteredRays = (int) ( plr->strenght*(1-dTransmitt)*↵
354                     dScatteringRatio*(double)maxRays*10 );
355                 if (iScatteredRays > maxRays) iScatteredRays = maxRays;
356             }else{
357                 iScatteredRays = 0;
358             }
359
360             /* Start scattered rays in random direction */

```

```

359     double phi, cosT;
360     for(int iRay = 0; iRay<iScatteredRays; iRay++){
361         phi = rPhi(gen); /* Phi */
362         cosT= rCosT(gen); /* cos theta */
363         scaRays[iRay].invDir[0] = 1/( cos(phi)*sqrt(1-pow(cosT,2)) );
364         scaRays[iRay].invDir[1] = 1/( sin(phi)*sqrt(1-pow(cosT,2)) );
365         scaRays[iRay].invDir[2] = 1/( cosT );
366
367         scaRays[iRay].origin[0] = rOne(gen)*Length + Coordinates[0];
368         scaRays[iRay].origin[1] = rOne(gen)*Length + Coordinates[1];
369         scaRays[iRay].origin[2] = rOne(gen)*Length + Coordinates[2];
370
371         scaRays[iRay].vMask = calcvMask(scaRays[iRay].invDir);
372
373         scaRays[iRay].bg    = 0;
374         scaRays[iRay].wall = 0;
375         scaRays[iRay].inte = 0;
376         scaRays[iRay].unkn = 0;
377         scaRays[iRay].scat = (plr->scat)-1;
378         scaRays[iRay].strength = plr->strength * (1-dTransmitt) * ↵
            dScatteringRatio;
379
380         Root->trace(&(scaRays[iRay]));
381         finishRay(&(scaRays[iRay]));
382     }
383     /* If there is more than one scattered ray, do the averaging */
384     if (iScatteredRays>0) {
385         meanLightray(scaRays, iScatteredRays);
386         plr->inte+= scaRays[0].inte;
387         plr->bg  += scaRays[0].bg;
388         plr->wall+= scaRays[0].wall;
389         plr->unkn+= scaRays[0].unkn;
390     }else{
391         plr->unkn+= plr->strength * (1-dTransmitt) * dScatteringRatio;
392     }
393     /* Now what happens with the ray after the droplets */
394     plr->inte  += plr->strength*(1-dTransmitt)*dAbsorptionRatio*DroNoP;
395     plr->strength*= dTransmitt;
396
397 }
398
399 }else if (sUmin>0 || sLmax>0 ){/*don't trace backwards*/
400     mxAssert(sLmax<sUmin, "Root is not penetrated by ray.");
401
402     /* Continue with HERO */
403     char childmask=(sMid[0]<sLmax)|((sMid[1]<sLmax)<<1)|((sMid[2]<sLmax)<<2);
404     char lastmask =(sMid[0]<sUmin)|((sMid[1]<sUmin)<<1)|((sMid[2]<sUmin)<<2);
405
406     int iMasklist = 0;
407     int iMask = 0;
408     while ( true ) {
409         Children[ childmask ^ (plr->vMask) ]->trace(plr);
410         if (childmask == lastmask)
411             break;
412         else{
413             mxAssert( iMask < 3, "Masklist must be less than 3");
414             while ( ( masklist[iMask] & childmask ) != 0 )
415                 iMask++;
416             mxAssert( iMask < 3, "Masklist must be less than 3.");
417             childmask = childmask | masklist[iMask];
418         }
419     }

```



```

420     }
421
422     }
423 }
424
425 /* MatlabVol gets the AVL Fire volume from Matlab */
426 MatlabVol::MatlabVol(double pCoords[3], double len, double MinLength, const ↵
    mxArray * Fire_Vol){
427     mxArray *pars[4];
428     mxArray *plhs[2];
429     pars[0] = const_cast<mxArray *>( Fire_Vol );
430     pars[1] = mxCreateDoubleMatrix(1,3,mxREAL);
431     memcpy(mxGetPr(pars[1]), pCoords, sizeof(double)*3);
432     pars[2] = mxCreateDoubleScalar(len);
433     pars[3] = mxCreateDoubleScalar(MinLength);
434     /* The next line will call the "getData" method of a matlab object
435        the function samples an irregular volume loaded from AVL Fire in
436        a regular grid. This grid will start at coordinates pCoords and will end
437        at pCoords + len. The grid will be divided into segments that have the
438        volume MinLength*MinLength*MinLength.
439        The method returns for each volume element the following five values
440        1. Absorption of gas phase per m
441        2. Number of photons emitted by black body at gas temperature
442        3. Scattering per m caused by droplets
443        4. Absorption per m caused by droplets
444        5. Number of photons emitted by black body at droplet temperature
445        */
446     mexCallMATLAB(2, plhs, 4, pars, "getData");
447
448     /* Second return value from getData is number of divisions per side length */
449     iDiv = (int) *mxGetPr(plhs[1]);
450     LDiv = len/iDiv;
451     Length = len;
452     memcpy(CoordsMin, pCoords, sizeof(double)*3);
453     /* First return value as mentioned above */
454     Data = mxGetPr(plhs[0]);
455     mData = plhs[0];
456     numCoords = (int) mxGetNumberOfElements(plhs[0])/5;
457     mxAssert((double)mxGetNumberOfElements(plhs[0]) / 5.0 -numCoords == 0.0, "↵
        There should be 5 elements per coordinate!");
458     mxDestroyArray(pars[1]);mxDestroyArray(pars[2]);
459     mxDestroyArray(pars[3]);mxDestroyArray(plhs[1]);
460 }
461
462 MatlabVol::~MatlabVol() {
463     mxDestroyArray(mData);
464 }
465
466 /* Calculate at Position pCoords the following five values from the Fire Volume
467    that was loaded from Matlab
468    1. Absorption of gas phase per m
469    2. Number of photons emitted by black body at gas temperature
470    3. Scattering per m caused by droplets
471    4. Absorption per m caused by droplets
472    5. Number of photons emitted by black body at droplet temperature */
473 void MatlabVol::GasAbsNopAndDroScaAbsNop(double pCoords[3], double Result[5]){
474     if(!(pCoords[0]-CoordsMin[0] < Length &&
475         pCoords[1]-CoordsMin[1] < Length &&
476         pCoords[2]-CoordsMin[2] < Length))
477         mxAssert(false, "Error, we are out of positive bounds!");
478     if(!(pCoords[0]-CoordsMin[0] >= 0.0 &&
479         pCoords[1]-CoordsMin[1] >= 0.0 &&

```

```

480         pCoords[2]-CoordsMin[2] >= 0.0))
481         mxAssert(false, "Error, we are out of negative bounds!");
482     int idx = coord2ind(pCoords);
483     Result[0] = Data[idx + numCoords*0];
484     Result[1] = Data[idx + numCoords*1];
485     Result[2] = Data[idx + numCoords*2];
486     Result[3] = Data[idx + numCoords*3];
487     Result[4] = Data[idx + numCoords*4];
488 }
489
490 /* Determine if division of Octree cube is necessary */
491 bool MatlabVol::DivisionNecessary(double pCoords[3], double len){
492     double g[5];
493     double c[3];
494     /* Start at a bit more than minimum and step forward in step sizes of the
495        division of the MatlabVol */
496     for (c[0] = pCoords[0]; c[0]-pCoords[0] < len-0.1*LDiv; c[0] += LDiv){
497     for (c[1] = pCoords[1]; c[1]-pCoords[1] < len-0.1*LDiv; c[1] += LDiv){
498     for (c[2] = pCoords[2]; c[2]-pCoords[2] < len-0.1*LDiv; c[2] += LDiv){
499         GasAbsNopAndDroScaAbsNop(c, g);
500         /* Check whether absorption is less than 0.1/iAccuracy
501            and droplet absorption and scattering is less than 1e-8 per m */
502         if ( g[0]*len>0.1/(double)iAccuracy || g[2]>1e-8 || g[3]>1e-8 )
503             return(true);
504     }}}
505     return false;
506 }
507
508 /* This converts coordinates to indices for the regularly spaced MatlabVol */
509 int MatlabVol::coord2ind(double Coords[3]){
510     return ( (int) (floor((Coords[0]-CoordsMin[0])/LDiv) +
511                floor((Coords[1]-CoordsMin[1])/LDiv)*iDiv +
512                floor((Coords[2]-CoordsMin[2])/LDiv)*iDiv*iDiv));
513 }
514
515 /* This function is called when the library is called by matlab, like main */
516 void mexFunction( int nlhs, mxArray *plhs[],
517                  int nrhs, const mxArray *prhs[])
518 {
519
520     /* check for proper number of arguments */
521     if(nrhs!=2) {
522         mexErrMsgIdAndTxt("MyToolbox:arrayProduct:nrhs","Two inputs required.");
523     }
524     if(nlhs!=1) {
525         mexErrMsgIdAndTxt("MyToolbox:arrayProduct:nlhs","One output required.");
526     }
527     /* make sure the first input argument is scalar */
528     if( !mxIsClass(prhs[0], "Fire_Volume") ) {
529         mexErrMsgIdAndTxt("MyToolbox:arrayProduct:notScalar","First input must be a
530             Fire_Volume.");
531     }
532     /* make sure the second input argument is type double */
533     if( !mxIsStruct(prhs[1]) ) {
534         mexErrMsgIdAndTxt("MyToolbox:arrayProduct:notDouble","Second input must be
535             a struct with fields Rotations, ScatterOrders and Resolutions.");
536     }
537     /* check that number of rows in second input argument is 1 */
538     if(mxGetM(prhs[1])!=1) {

```

```

539         mexErrMsgIdAndTxt("MyToolbox:arrayProduct:notRowVector","Second input must↵
           be a row vector.");
540     }
541
542     double Length = 0.20;
543     double Coords[3] = {-Length/2, -Length/2, -Length*9./10.};
544
545     /* Load Fire Volume from Matlab and perform ray tracing */
546     mexEvalString("c = num2cell(clock);disp(['Programme started at ' datestr(↵
           datenum(c{:}))]);");
547     MatlabVol* vol = new MatlabVol(Coords, Length, MinLength, prhs[0]);
548     mexEvalString("c = num2cell(clock);disp(['Volume created at ' datestr(datenum(↵
           c{:}))]);");
549     Octree root(NULL, Coords, Length, vol);
550     mexEvalString("c = num2cell(clock);disp(['Octree created at ' datestr(datenum(↵
           c{:}))]);");
551     delete vol;
552
553     size_t iPars = mxGetNumberOfElements(prhs[1]);
554     plhs[0] = mxCreateCellMatrix((int) iPars,1);
555     /* Matlab passes width and height of image that should be calculated
556        Matlab also passes the maximum scattering order that is calculated and
557        the rotation of the chamber (i.e. the direction of the black body at
558        the background. The same volume can be used multiple times for
559        ray tracing, depending on the number of parameters passed.*/
560     for (int i = 0; i<iPars; i++){
561         int w = (int) *mxGetPr(mxGetField(prhs[1], i, "Width"));
562         int h = (int) *mxGetPr(mxGetField(prhs[1], i, "Height"));
563         int so = (int)*mxGetPr(mxGetField(prhs[1], i, "ScatterOrder"));
564         double r = *mxGetPr(mxGetField(prhs[1], i, "Rotation"));
565
566         /* initialize light rays */
567         double y = Coords[1], x, z;
568         double Dir[3], Origin[3], OriginN[3];
569
570         mxArray *lrArray;
571         mwSize sizeArray[3] = {w, h, 5};
572         lrArray = mxCreateNumericArray(3, sizeArray, mxDOUBLE_CLASS, mxREAL);
573         mxSetCell(plhs[0], i, lrArray);
574         double *plrData = mxGetPr(lrArray);
575
576         for (int iX = 0; iX<w; iX++){
577             x = Coords[0] + 0.1*Length + 0.8*Length * (double)iX / (double)(w-1);
578             for (int iZ = 0; iZ<h; iZ++){
579                 z = Coords[2] + 0.1*Length + 0.8*Length * (double)iZ / (double)(h-1);
580
581                 Origin[0] = Coords[0] + Length/2.0;
582                 Origin[1] = Coords[1] - 0.99;
583                 Origin[2] = 0;
584
585                 OriginN[0] = Origin[0]*cos(r) + Origin[1]*sin(r);
586                 OriginN[1] = Origin[1]*cos(r) - Origin[0]*sin(r);
587                 OriginN[2] = Origin[2];
588
589                 Dir[0] = x*cos(r) + y*sin(r) - OriginN[0];
590                 Dir[1] = y*cos(r) - x*sin(r) - OriginN[1];
591                 Dir[2] = z - OriginN[2];
592
593                 double normDir = sqrt(pow(Dir[0],2) + pow(Dir[1],2) + pow(Dir[2],2));
594                 Dir[0] /= normDir;
595                 Dir[1] /= normDir;
596                 Dir[2] /= normDir;

```

```

597
598     lightray lr;
599     memcpy(lr.origin, OriginN, 3*sizeof(double));
600     lr.invDir[0] = 1/Dir[0];
601     lr.invDir[1] = 1/Dir[1];
602     lr.invDir[2] = 1/Dir[2];
603
604     lr.vMask = calcvMask(Dir);
605     lr.bg = 0;
606     lr.wall = 0;
607     lr.strength = 1;
608     lr.inte = 0;
609     lr.unkn = 0;
610     lr.scat = so;
611     lr.rot = r;
612
613     /* start ray tracing */
614     root.trace(&lr);
615     /* finish light ray */
616     finishRay(&lr);
617
618     plrData[(h-1-iZ + iX*w) + 0*h*w] = lr.strength;
619     plrData[(h-1-iZ + iX*w) + 1*h*w] = lr.bg;
620     plrData[(h-1-iZ + iX*w) + 2*h*w] = lr.wall;
621     plrData[(h-1-iZ + iX*w) + 3*h*w] = lr.unkn;
622     plrData[(h-1-iZ + iX*w) + 4*h*w] = lr.inte;
623 }}
624 mexEvalString("c = num2cell(clock);disp(['Raytracing complete at ' datestr←
        (datenum(c{:}))]);");
625     bGasWarn = false;
626 }
627 }

```

Wissenschaftlicher Werdegang

10.2007 - 09.2012	Physikstudium an der Universität Karlsruhe (TH), Vertiefungsrichtung Werkstoffkunde
10.2009 - 09.2011	Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Fakultät Physik, Karlsruher Institut für Technologie
06.2010 - 10.2010	Praktikum zur Bildauswertung der Entwicklung von Larven der <i>Drosophila melanogaster</i> an der Fakultät Biologie, McGill Universität Montréal
10.2011 - 09.2012	Diplomarbeit „Accuracy determination of the KATRIN FT-ICR mass spectrometers using ^6Li and ^7Li “ am Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg
15.03.2012	Konferenzbeitrag: „Broad-band detection and mass comparison between lithium ions by FT-ICR MS“ von H. Goltzke, K. Blaum, R.B. Cakirli, M. Heck, D. Rodríguez, L. Schweikhard, S. Stahl & M. Ubieto-Díaz auf der DPG Frühjahrstagung, Stuttgart
10.2012 - 09.2015	Doktorarbeit im Bereich Antriebsstrang mit Verbrennungskraftmaschinen, Forschung und Vorausbildung der Robert Bosch GmbH, Renningen
09.07.2014	Konferenzbeitrag: „Differential Infrared Thermography of Gasoline Direct Injection“ von H. Goltzke, P. Leick & A. Dreizler auf der QIRT2014, Bordeaux
01.09.2014	Journalbeitrag: „An online FT-ICR Penning-trap mass spectrometer for the DPS2-F section of the KATRIN experiment“ von M. Heck, P. Ascher, R.B. Cakirli, H. Goltzke, D. Rodríguez, S. Stahl, M. Ubieto-Díaz & K. Blaum in Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment
20.04.2015	Konferenzbeitrag: „2D Residual Gas Visualization in an Optical Direct Injection Spark Ignition Engine with IR Laser Absorption“ von H. Goltzke, H. Holler, W. Friedrich, P. Leick, U. Schönauer & A. Dreizler auf SAE World Congress 2015, Detroit
15.06.2015	Konferenzbeitrag: „Evaluation of Droplet Evaporation in Gasoline Sprays by Differential Infrared Thermography“ von H. Goltzke, P. Leick & A. Dreizler auf 10 th PSFVIP, Neapel
16.11.2015	Journalbeitrag: „Differential infrared thermography of gasoline direct injection sprays“ von H. Goltzke, P. Leick & A. Dreizler in Quantitative InfraRed Thermography Journal

Danksagung

Ich danke Andreas Dreizler und Philippe Leick für die herausragende Betreuung meiner Arbeit, ihr immer offenes Ohr und die vielen guten Ratschläge, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre. Die sehr gute Zusammenarbeit mit Heiko Holler ermöglichte es mir diese Ratschläge und meine Ideen umzusetzen. Vielen Dank dafür. Den Mitarbeitern, Doktoranden und Studenten der CR/AED2-SP und der CR/AED2 gilt mein herzlicher Dank für die spannende Zeit und fortwährende Unterstützung beim Bosch. Andrea, danke für die Korrektur meiner ersten Niederschrift. Axel, vielen Dank für immer angeregte Diskussionen und den ein oder anderen Kaffee.

Ganz herzlich danke ich auch meiner Frau Eva und meiner Familie für ihre großartige Unterstützung während meiner Promotion. Ohne Euch alle wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.
DANKE!